

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2010**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2010

Сборник содержит доклады, представленные на Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010» (XIV Пулковская конференция по физике Солнца, 3–9 октября 2010 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 поддержки ведущих научных школ России НШ-3645.2010.2.

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, Италии, Казахстана, Латвии, США, Украины, Финляндии, Чехии, Японии.

Оргкомитет конференции

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

Члены оргкомитета:

В.М. Богод (<i>САО РАН</i>)	В.Н. Обридко (<i>ИЗМИРАН</i>)
В.А. Дергачев (<i>ФТИ РАН</i>)	О.М. Распопов (<i>СПбФ ИЗМИРАН</i>)
Л.М. Зелёный (<i>ИКИ РАН</i>)	Д.Д. Соколов (<i>МГУ</i>)
В.Г. Лозицкий (<i>Украина</i>)	А.А. Соловьев (<i>ГАО РАН</i>)
Н.Г. Макаренко (<i>ГАО РАН</i>)	К. Georgieva (<i>Болгария</i>)
Ю.А. Наговицын (<i>ГАО РАН</i>)	Н. Jungner (<i>Финляндия</i>)

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

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

Оргкомитет конференции не несёт ответственности за ошибки и неточности в текстах статей, представленных авторами в редакцию.

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

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

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

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

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651-0514-4

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2010

ДВУХВЕКОВОЕ СНИЖЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ПОСТОЯННОЙ ВЕДЁТ К ГЛУБОКОМУ ПОХОЛОДАНИЮ КЛИМАТА

Абдусаматов Х.И.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru

BICENTENNIAL DECREASE OF THE TOTAL SOLAR IRRADIANCE LEADS TO THE DEEP COOLING OF CLIMATE

Abdussamatov H.I.

Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, abduss@gao.spb.ru

All 18 periods of deep cooling established within the last 7500 years were caused by the bicentennial minima of the TSI. The deep coolings were caused by not only direct influence of the bicentennial minima of the TSI but also by their secondary additional influence represented by subsequent feedback effects (natural rise of albedo and fall of greenhouse gases abundance in the atmosphere). Average value of the TSI over the solar cycle 23 was 0.17 Wm^{-2} less than over the cycle 22. Smoothed value of the TSI in the minimum between the cycles 23/24 was 0.25 Wm^{-2} and 0.32 Wm^{-2} less than in the minima between the cycles 22/23 and 21/22 respectively. Nowadays the bicentennial component of the TSI falls by approximately 0.05 Wm^{-2} per year. Taking the latter into account one can predict its further descent down to $1364.6 \pm 0.3 \text{ Wm}^{-2}$, to $1363.9 \pm 0.3 \text{ Wm}^{-2}$ and to the deep minimal level of $1363.5 \pm 0.3 \text{ Wm}^{-2}$ in the minima between the cycles 24/25, 25/26 and 26/27 respectively. The minima between the cycles 24/25, 25/26 and 26/27 are expected in approximately 2020.3 ± 0.6 , 2031.6 ± 0.6 and 2042.9 ± 0.6 respectively. The deep bicentennial minimum of the TSI is expected in approximately 2042 ± 11 and the 19th deep minimum of the global temperature for the last 7500 years should be expected in approximately $(2055-2060) \pm 11$.

На шкалах времени порядка века и более установлено наличие взаимосвязи между чётко установленными периодами значительных вариаций уровня солнечной активности в течение всего прошлого тысячелетия и соответствующими глубокими изменениями климата как по фазе, так и по амплитуде [1]. В каждом из 18-ти глубоких минимумов солнечной активности типа маундеровского с двухвековым циклом, установленных в течение последних 7500 лет, наблюдались периоды глубокого похолодания, а в период высоких максимумов — глобальные потепления [2]. Двухвековые и 11-летние циклические вариации солнечной активности и солнечной постоянной происходят синхронизировано и взаимно коррелированно как по фазе, так и по амплитуде (рис. 1) [3, 6, 8, 9], что позволяет использовать относительно короткие ряды прецизионных измерений солнечной постоянной, сопоставляя их с существующими длительными рядами солнечной активности [10-12 и др.]. Следовательно, все значительные вариации земного климата в течение последних 7500 лет были обусловлены соответствующими квазидвухвековыми изменениями солнечной постоянной. Глобальные изменения температуры были вызваны не только прямым воздей-

ствием соответствующего изменения солнечной постоянной, но и его вторичным дополнительным влиянием в виде последующих эффектов обратной связи (естественные изменения альbedo Земли и концентрации парниковых газов (водяного пара и углекислого газа и др.) в атмосфере.

Величина альbedo Земли растет до максимально высокого уровня при глубоком похолодании и падает до минимального уровня – при глобальном потеплении климата, а вариация концентрации парниковых газов в атмосфере имеет противоположное направление.

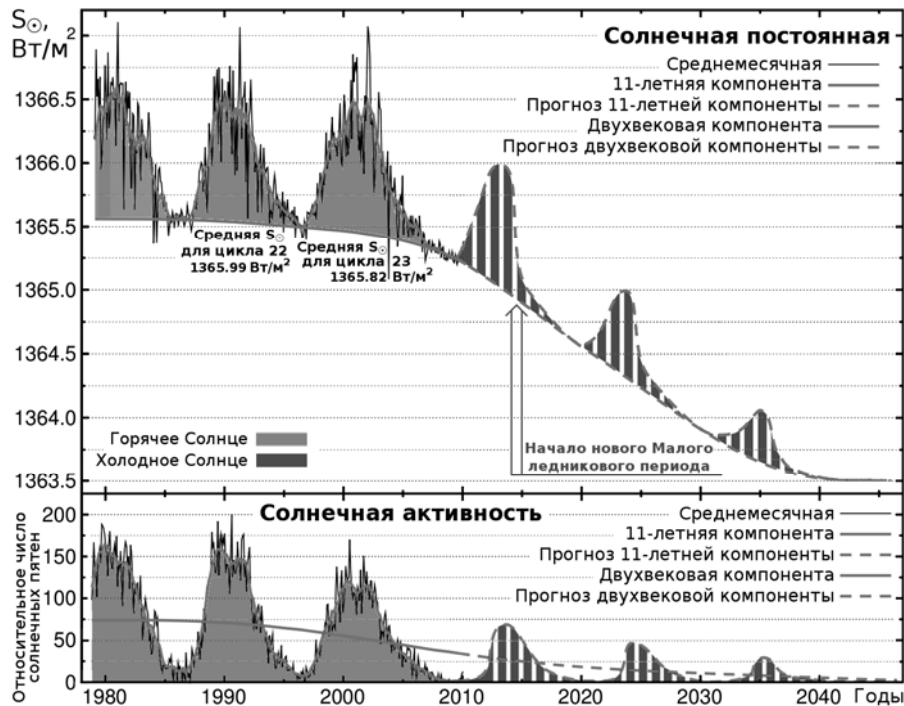


Рис. 1. Вариации солнечной постоянной (ежедневные данные взяты с [4]) и солнечной активности (ежемесячные данные взяты с [5]).

Вариации характеристик поверхности Земли и её атмосферы, обусловленные двухвековой вариацией солнечной постоянной, порождают цепочку дальнейшего лавинообразного роста изменения температуры, вызванного многократными повторениями такого причинно-следственного цикла, даже если солнечная постоянная впоследствии останется без изменений в течение продолжительного времени. В результате воздействия этих вторичных эффектов обратной связи глобальные климатические изменения дополнительно может усиливаться на величину, сопоставимую с влиянием двухвековой вариации мощности поступающего солнечного излучения или даже более (если ветви роста или спада, фазы минимума или максимума двухвекового цикла будут продолжительными). Двухвековая циклическая вариация солнечной постоянной управляет и определяет весь механизм климатических изменений от глобальных потеплений до малых ледниковых периодов и задаёт временные масштабы практически всем физическим процессам, происходящим в системе Солнце – Земля.

Изучение вариаций солнечной постоянной [4] показывает, что её компоненты, как 11-летняя, так и двухвековая ускоренно (в настоящее время) уменьшаются с начала 1990-х годов (рис. 1). Среднее значение солнечной постоянной в 23-м цикле было на $0,17 \text{ Вт/м}^2$ меньше, чем в 22-м цикле. Сглаженное значение солнечной постоянной в минимуме между циклами 23/24 было на $0,25 \text{ Вт/м}^2$ и на $0,32 \text{ Вт/м}^2$ меньше, чем в минимумах между циклами 22/23 и 21/22 соответственно. Нижняя огибающая линия на рис. 1, соединяющая сглаженные минимальные значения уровня солнечной постоянной в нескольких последовательных 11-летних циклах (общий уровень, относительно которого происходят её 11-летние вариации), представляет собой компоненту её двухвековой циклической вариации [3, 6, 8].

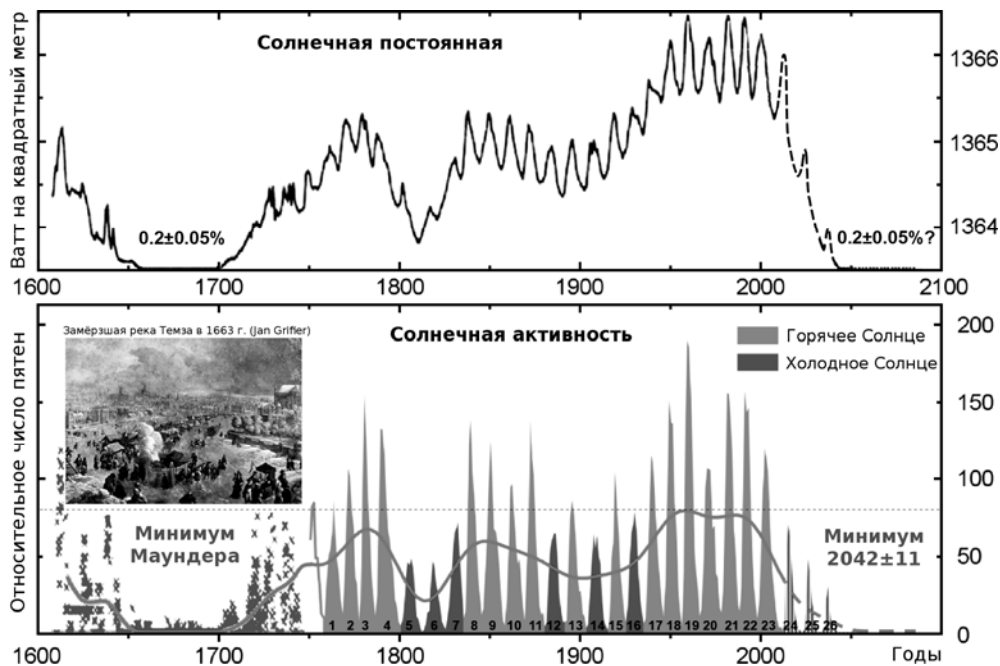


Рис. 2. Вариации солнечной постоянной (с использованием реконструированных данных [10-12]) и вариации солнечной активности с 1611 г. [4].

Стабильность климата Земли определяется балансом поступающей в верхние слои земной атмосферы солнечной энергии и уходящей с этого уровня энергии от Земли, т.е. поступающая солнечная энергия должна компенсироваться уходящей от Земли энергией. Однако длительное двухвековое снижение солнечной постоянной, наблюдаемое с начала 1990-х годов (рис. 1), не компенсируется снижением энергии, излучаемой Землёй, которая практически остаётся на прежнем завышенном уровне в течение 15 ± 6 лет за счёт термической инерции Мирового океана. Вследствие такого постепенного израсходования Мировым океаном ранее накопленной солнечной энергии по истечении 15 ± 6 лет непременно начнется снижение глобальной температуры. Это в свою очередь приведёт к росту альбедо земной поверхности (вследствие увеличения снежных и ледяных покровов и др.), падению концентраций водяного пара и углекислого газа и др. в ат-

мосфере. В результате снижаются поглощаемая земной поверхностью доля мощности солнечного излучения и влияние парникового эффекта, которые приведут к дополнительному ещё большему снижению глобальной температуры, сопоставимое с влиянием двухвекового снижения солнечной постоянной или даже более.

Скорость снижения величины двухвековой компоненты солнечной постоянной в минимуме между циклами 23/24 составляла порядка $0,05 \text{ Вт/м}^2$ в год. Исходя из этого можно прогнозировать дальнейшее её снижение до $1364,6 \pm 0,3 \text{ Вт/м}^2$, до $1363,9 \pm 0,3 \text{ Вт/м}^2$ и до глубокого минимального уровня $1363,5 \pm 0,3 \text{ Вт/м}^2$ в минимумах между циклами 24/25, 25/26 и 26/27 соответственно (рис. 1). Продолжительность 11-летнего цикла в целом зависит от фазы двухвекового цикла и последовательно увеличивается от фазы роста к фазам максимума и спада двухвекового цикла [7]. Исходя из этого наступления времени минимума между циклами 24/25, 25/26 и 26/27 следует ожидать ориентировочно в $2020,3 \pm 0,6$, $2031,6 \pm 0,6$ и $2042,9 \pm 0,6$ годах соответственно. При этом максимальный уровень относительного числа пятен в 24, 25 и 26 циклах может достигать 65 ± 15 , 45 ± 20 и 30 ± 20 соответственно [6, 8, 9].

Наступление глубокого квазидвухвекового минимума солнечной постоянной можно прогнозировать ориентировочно в 2042 ± 11 году, а 19-го глубокого минимума температуры за последние 7500 лет – в $(2055-2060) \pm 11$ годах (рис. 2). В ближайшее время мы будем наблюдать переходный период нестабильных изменений, когда глобальная температура до 2014 года будет колебаться около максимума, достигнутого в 1998-2005 годах, за ним последует эпоха малого ледникового периода, начало которой можно ожидать ориентировочно в 2014-2015 годах. Мы должны беспокоиться не о том, что мы можем и должны сделать для корректировки грядущих изменений климата, а о том, что может сделать с землянами грядущее глобальное похолодание климата. Разумным способом борьбы с климатическими изменениями является поддержка экономического роста с целью приспособления к грядущему малому ледниковому периоду.

Литература

1. Eddy J.A. Science. Vol. 192, p. 1189, 1976.
2. Борисенков Е.П. Колебания климата за последнее тысячелетие. Л. 1988, с. 275.
3. Абдусаматов Х.И. Кинематика и физика небесных тел. Т. 21, № 6, с. 471, 2005.
4. Fröhlich C. www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant
5. <http://sidc.oma.be/sunspot-data/>
6. Абдусаматов Х.И. Солнце диктует климат Земли. 2009, С.-Петербург, "Logos", -197 с.
7. Абдусаматов Х.И. Кинематика и физика небесных тел. Т. 22, № 3, с. 183, 2006.
8. Абдусаматов Х.И. Кинематика и физика небесных тел. Т. 23, № 3, с. 141, 2007.
9. Абдусаматов Х.И. Солнце определяет климат Земли // Наука и жизнь. 2009. С. 34-42.
10. Avdyushin S.I., Danilov A.D. Geomagnetizm i aeronomiya. Vol. 40. N 5, p. 3, 2000.
11. Lean J.L. Space Sci. Rev. Vol. 94, p. 39, 2000.
12. Solanki S.K., Krivova N.A. Solar Phys. Vol. 224, p. 197, 2004.

ВЛИЯНИЕ НА КЛИМАТ ЗЕМЛИ ВАРИАЦИЙ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ПРОПУСКАНИЕ СОЛНЕЧНОГО И ТЕПЛООВОГО ЗЕМНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.
ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru

THE INFLUENCE OF THE ATMOSPHERIC PARAMETERS DETER- MINING THE TRANSPARENCY OF SOLAR AND EARTH'S RADIA- TION ON THE CLIMATE

Abdussamatov H.I., Bogoyavlenkiy A.I., Lapovok Ye.V., Khankov S.I.
Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, abduss@gao.spb.ru

Variations of the Earth's surface albedo, atmospheric albedo, atmospheric transparency for the incoming solar radiation and for the Earth's surface IR radiation influence on equilibrium temperatures of the ocean and the atmosphere. Analytical formulas describing this influence precisely are obtained. It is shown, that the intensity of the heat transfer between the ocean and the atmosphere characterized by the convection-evaporation-condensation heat transfer coefficient forms the atmospheric temperature level only and influences on temperature increment trends weakly. It is ascertained, that in case of the change of the atmospheric transparency for the surface IR radiation any change of the albedo and atmospheric transparency for the incoming solar radiation can't keep the values of the ocean and atmospheric temperatures constant simultaneously. Obtained formulas enable to analyse the part of the atmospheric state in the forming of any planet climate.

Глобальный климат Земли как планеты в целом определяется конечным числом факторов. Средние температуры земной поверхности (главным образом океана) и атмосферы могут изменяться в результате долгосрочных вариаций солнечной постоянной и оптических и радиационных свойств земной поверхности и атмосферы.

Ранее на основе решения системы нелинейных уравнений нами были исследованы зависимости глобальных температур от пропускания атмосферы в ИК диапазоне [1], а также с учетом нелинейности процессов теплового излучения был проведен анализ зависимостей температур от изменения альбедо и пропускания атмосферы в ИК диапазоне и в спектре солнечного излучения [2].

В результате линеаризации задачи на основе ряда упрощений, сопровождаемых анализом погрешностей, нами впервые получены аналитические формулы, с высокой точностью описывающие зависимости изменения равновесных температур океана и атмосферы от вариаций исходных параметров.

В рамках малых изменений параметров зависимости отклонений температур от начальных значений для океана ϑ_o и атмосферы ϑ_a можно представить в виде

$$\vartheta_o = (4\alpha_y)^{-1} \{ \Delta Q_o (1 + n_a) + \Delta Q_a + [q_a^* - q_o^* (1 + n_a)] \Delta \gamma \}; \quad (1)$$

$$\vartheta_a = (4\alpha_y)^{-1} \{ \Delta Q_o + \Delta Q_a (1 + n_o) + [q_a^* (1 + n_o) - q_o^*] \Delta \gamma \}; \quad (2)$$

где α_y – эффективный коэффициент теплоотдачи от Земли в космическое пространство; ΔQ_o и ΔQ_a – изменение удельной мощности поглощенного солнечного излучения поверхностью и атмосферой, соответственно; q_a^* и q_o^* – соответственно, удельная мощность, излучаемая атмосферой в спектре окон прозрачности в предельном случае полностью непрозрачной атмосферы, а также удельная мощность, излучаемая земной поверхностью в окнах прозрачности в предельном случае полностью прозрачной атмосферы; $\Delta \gamma$ – изменение пропускания атмосферы для теплового ИК излучения земной поверхности.

Параметры α_y , q_a^* , q_o^* , n_a и n_o определяются из соотношений

$$\begin{aligned} \alpha_y &= \alpha_o + \alpha_a (1 + n_o); \\ q_a^* &= \delta_a \varepsilon_a \sigma T_a^4; \quad q_o^* = \delta_o \varepsilon_o \sigma T_o^4; \\ n_a &= 4 \frac{\alpha_a}{\alpha_{oa}}; \quad n_o = 4 \frac{\alpha_o}{\alpha_{oa}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где α_o – коэффициент лучистой теплоотдачи от земной поверхности в космическое пространство через окна прозрачности атмосферы; α_a – коэффициент теплоотдачи излучением от атмосферы в космическое пространство вне окон ее прозрачности; α_{oa} – суммарный результирующий коэффициент теплоотдачи от земной поверхности к атмосфере конвекцией, испарением – конденсацией и излучением; T_a и T_o – соответственно средняя температура атмосферы и земной поверхности (океана); δ_a и δ_o – соответственно доли энергии в окнах прозрачности от мощности суммарного излучения абсолютно черных тел с температурами T_a и T_o ; ε_a и ε_o соответственно степени черноты атмосферы и океана (усредненные значения); σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Из (1) и (2) можно найти разность изменения температур океана и атмосферы:

$$\Delta \vartheta = \vartheta_i - \vartheta_a = (4\alpha_y)^{-1} [n_a (\Delta Q_i - q_i^* \Delta \gamma) - n_o (\Delta Q_a - q_a^* \Delta \gamma)] \quad (4)$$

Важно подчеркнуть следующее обстоятельство. Значения параметров ε_o , ε_a , T_a , γ , реализуемые в настоящее время, точно не определены, поэтому их значения приходится оценивать по известным данным по компонентам энергетического и теплового баланса планеты (эти параметры взаимосвя-

заны). Тем не менее, при любых реальных вариациях исходных параметров выполняются условия

$$n_o \ll 1; n_a \ll 1. \quad (5)$$

При этих условиях можно без особой потери точности принимать

$$\alpha_s \approx \alpha_o + \alpha_a. \quad (6)$$

Это приведет к незначительному изменению зависимостей величин ϑ_o и ϑ_a от варьируемых параметров (параллельное малозначимое смещение линий, описывающих зависимости). Однако там, где величины n_a и n_o прямо входят в формулы (1), (2), (4) пренебрегать ими нельзя, иначе окажется $\vartheta_o = \vartheta_a$ и $\Delta\vartheta = 0$.

Величины ΔQ_o и ΔQ_a в рамках малых изменений пропускания атмосферой солнечного излучения $\Delta\beta$, альбедо атмосферы ΔA_a и земной поверхности ΔA_o описывается соотношениями

$$\begin{aligned} \Delta Q_o &= \left(\frac{\Delta\beta}{\beta} - \frac{\Delta A_a}{1-A_a} - \frac{\Delta A_o}{1-A_o} \right) Q_o; \\ \Delta Q_a &= - \left(\frac{\Delta\beta}{1-\beta} + \frac{\Delta A_a}{1-A_a} \right) Q_a; \end{aligned} \quad (7)$$

где $Q_o = 168 \text{ Вт/м}^2$; $Q_a = 67 \text{ Вт/м}^2$ – осредненные по поглощающей поверхности земного шара поверхностные тепловыделения на земной поверхности и в атмосфере, обусловленные поглощением солнечного излучения, общепринятые в настоящее время [3].

Удельные мощности поглощенного солнечного излучения определяются из соотношений

$$\begin{aligned} Q_o &= (1-A_a)(1-A_o)\beta Q_c; \\ Q_a &= (1-A_o)(1-\beta)Q_c; \\ Q_c &= E/4, \end{aligned} \quad (8)$$

где $Q_c = 341,5 \text{ Вт/м}^2$ – удельная мощность инсоляции верхней границы атмосферы; $E = 1366 \text{ Вт/м}^2$ – солнечная постоянная.

Значения параметров в (8) равны

$$A_o = 0,15; \quad A_a = 0,225; \quad \beta = 0,747. \quad (9)$$

Из (1) и (2), приняв $\vartheta_o = \vartheta_a = 0$, можно получить две зависимости β (γ), описывающие условия постоянства температур T_o и T_a , соответственно:

$$N_o = \frac{d\beta}{d\gamma} = [q_o^* (1+n_a) - q_a^*] [Q_a / (1-\beta) - (1+n_a) Q_o / \beta]^{-1}; \quad (10)$$

$$N_o = \frac{d\beta}{d\gamma} = [q_o^* - q_a^* (1+n_o)] [Q_a / \beta + (1+n_o) Q_a / (1-\beta)]^{-1}. \quad (11)$$

Установленные из расчетов значения параметров равны:

$$q_o^* = 50 \text{ Вт/м}^2; \quad q_a^* = 79,3 \text{ Вт/м}^2; \quad n_o = 0,012; \quad n_a = 0,0586. \quad (12)$$

При подстановке (12) в (10) и (11) получается

$$N_o = 0,92; \quad N_a = 0,7. \quad (13)$$

Эти значения отличаются от вычисленных в нелинейной постановке – из системы исходных уравнений, описывающих теплообмен в системе земная поверхность – атмосфера – космическое пространство, не более чем на 1%. Столь же невелика погрешность расчетов зависимостей $\vartheta_o(\gamma)$ и $\vartheta_a(\gamma)$ по формулам (1) и (2) при условии $\Delta Q_o = \Delta Q_a = 0$.

Важно отметить, что из (13) следует $N_o \neq N_a$. Это означает, что изменение прозрачности атмосферы в спектре теплового излучения земной поверхности не может быть скомпенсировано изменением прозрачности в спектре солнечного излучения так, чтобы одновременно и температура земной поверхности и температура атмосферы оставались неизменными и равными начальным.

Расчеты показывают, что также невозможно скомпенсировать изменение величины γ соответствующим изменением альбедо так, чтобы одновременно оставались постоянными температуры T_o и T_a .

Полученные аналитические формулы позволяют в наглядном виде давать достаточно достоверный прогноз изменения климата Земли под действием изменения исходных параметров, определяющих оптические и радиационные характеристики атмосферы, какими бы ни были точные значения совокупности исходных параметров.

Литература

1. *Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.* Рост концентрации CO_2 в атмосфере приводит к похолоданию // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Год астрономии: солнечная и солнечно – земная физика 2009». СПб. 2009. С. 23-26.
2. *Habibullo I. Abdussamatov, Alexander I. Bogoyavlenskii, Sergei I. Khankov, Yevgeniy V. Lapovok.* Modeling of the Earth's planetary heat balance with electrical circuit analogy // J. Electromagnetic Analysis and Applications, 2010, 2:133-138.
3. *Keihl J.T. and Kevin E. Trenberth.* Earth's Annual Global Mean Energy Budget // Bull. of the Amer. Met. Soc. Vol. 78, 2, 197-208, 1997.

ДИАГНОСТИКА КЛИМАТА ЗЕМЛИ ПО ПЕПЕЛЬНОМУ СВЕТУ ЛУНЫ

Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.
ГАО РАН, Санкт-Петербург, abduss@gao.spb.ru

DIAGNOSYS OF THE EARTH'S CLIMATE WITH EARTHSHINE MEASUREMENTS

Abdussamatov H.I., Bogoyavlenkiy A.I., Lapovok Ye.V., Khankov S.I.
Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, abduss@gao.spb.ru

Analysis of possibilities to diagnose the Earth's climate with measurements of the earthshine from a space vehicle is provided. Analytical formulas describing dependencies of the Earth's characteristic temperatures on change of the planetary albedo, surface albedo, atmospheric albedo and atmospheric transparency for the solar radiation are obtained. The dependence of the measured earthshine on the change of the characteristics listed above is obtained as well. The necessity to distinguish the sources of long-term variations of measured radiation fluxes as result of the change of the planetary albedo and solar constant values is shown. It can be provided by data from the space-based limbograph SL-200 developed as part of the project "Astrometry".

Космический мониторинг климата Земли по регистрации пепельного света Луны основан на зависимости эффективной температуры Земли T_e от ее эффективного альbedo A (альbedo Бонда) [1]. Эффективная температура зависит также от инсоляции верхней границы атмосферы – плотности мощности падающего потока солнечного излучения, отнесенного ко всей поверхности планеты Q_c . Величины Q_c и A определяют суммарную мощность солнечного излучения Q_Σ , поглощаемую земной поверхностью и атмосферой. Можно ввести понятие планетарной термодинамической температуры T_p , которая характеризует усредненный тепловой режим системы земная поверхность (главным образом океан) – атмосфера: $T_p = (\epsilon_e)^{-1/4} T_e$, где ϵ_e – эффективная степень черноты планеты.

В настоящее время реализуется следующее сочетание параметров [2]: $T_e = (Q_\Sigma/\sigma)^{1/4} = 254$ К, $Q_\Sigma = (1-A)Q_c = 235$ Вт/м², $Q_c = E/4 = 341,5$ Вт/м², где $E = 1366$ Вт/м² – солнечная постоянная, реализуемая в настоящее время, σ – постоянная Стефана–Больцмана. Если принять в качестве значения T_p самое максимальное значение – среднеповерхностную температуру океана $T_0 = 287$ К, то можно определить минимально возможное значение $\epsilon_e = 0,613$, однако реально оно выше.

Эффективная температура может меняться под действием долговременного изменения эффективного альbedo ΔA и солнечной постоянной, приводящих к пропорциональным изменениям инсоляции ΔQ_c . Это в по-

следующем будет вызывать приращение эффективной температуры Земли ϑ_e , определяемое из соотношения

$$\vartheta_e = T_e(\Delta A, \Delta Q_c) - T_{en} = \frac{v-u}{4} T_e; \quad v = \Delta Q_c / Q_c; \quad u = \Delta A / (1-A), \quad (1)$$

где T_{en} – исходное значение T_e , реализуемое в настоящее время.

Приращения суммарного поглощенного удельного потока ΔQ_Σ , а также отраженного ΔQ_R определяются соотношениями

$$\Delta Q_\Sigma = (1-A)\Delta Q_c - Q_c\Delta A; \quad \Delta Q_R = A\Delta Q_c + Q_c\Delta A. \quad (2)$$

Из (2) следуют соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta Q_\Sigma + \Delta Q_R &= \Delta Q_c; \\ \Delta A_n &= (1-A)\Delta Q_c / Q_c - \Delta A; \\ \Delta A_R &= A\Delta Q_c / Q_c + \Delta A, \end{aligned} \quad (3)$$

где ΔA_n и ΔA_R – измеряемые величины изменения эффективного альbedo, ΔA_n – определенное по изменению суммарного поглощенного удельного потока ΔQ_Σ , ΔA_R – определенное по результатам измерений изменения отраженного потока ΔQ_R .

Очевидно, что только при синхронном мониторинге мощности отраженного планетой солнечного излучения Q_R и солнечной постоянной, определяющей величину Q_c , можно, вычитая приращения ΔQ_c , определить истинное долговременное изменение значения эффективного альbedo, тогда

$$\Delta A_n = \Delta A_R = \Delta A \quad \text{при} \quad \Delta Q_c = 0. \quad (4)$$

Сила излучения пепельного света Луны в Вт/ср может быть определена из соотношения

$$J = \frac{A}{\pi} \phi E A_n S_n; \quad S_n = \pi R_n^2, \quad (5)$$

где ϕ – комбинированный коэффициент облученности Луны отраженным от Земли солнечным излучением; A_n – альbedo Луны; S_n – площадь миделя Луны; R_n – радиус Луны.

Если мониторинг мощности пепельного света Луны осуществляется с борта космического аппарата, движущегося по низкой орбите вокруг Земли, то в момент наблюдения в области между Землей и Луной мощность потока излучения на входном зрачке оптической системы равна

$$P = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{L} \right)^2 J, \quad (6)$$

где D – диаметр входного зрачка оптической системы; L – расстояние между Землей и Луной.

При постоянном долговременном мониторинге с соблюдением неизменных условий наблюдения, обеспечивающих выполнение постоянства $\varphi = \text{const}$, регистрируемое относительное изменение величин J и P равно

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta J}{J} = \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta A}{A} \quad (7)$$

Существующие данные по солнечной постоянной позволяют разделить вклад в вариации принимаемого сигнала изменения солнечной постоянной и эффективного альbedo Земли.

Аналитическое описание приращения равновесной планетарной термодинамической температуры ϑ_p под действием изменения эффективного альbedo имеет вид

$$\begin{aligned} \vartheta_p &= -4Q_c \Delta A / 4\alpha_3; & \alpha_3 &= \alpha_a + \alpha_o; \\ \alpha_a &= (1 - \gamma\delta_a)\epsilon_a \sigma T_a^3; & \alpha_o &= \gamma\delta_o \epsilon_o \sigma T_o^3, \end{aligned} \quad (8)$$

где α_3 – эффективный коэффициент теплоотдачи излучением от планеты в открытый космос, в том числе α_a – от атмосферы вне ее окон прозрачности, α_o – от земной поверхности через окна прозрачности; T_a – эффективная температура атмосферы; δ_a, δ_o – доли энергии в спектральном диапазоне окна прозрачности при температуре абсолютно черного излучателя с температурами T_a и T_o ; ϵ_a и ϵ_o – соответственно эффективные степени черноты атмосферы и земной поверхности; γ – пропускание атмосферой теплового излучения земной поверхности в спектре окна прозрачности.

Нами получена формула, описывающая зависимость изменения эффективного альbedo от вариаций альbedo земной поверхности A_o и атмосферы A_a , а также от пропускания атмосферой солнечного излучения β . Если принять, что вариации этих параметров $\Delta A_o, \Delta A_a, \Delta\beta$ малы, то формула имеет вид

$$\Delta A = \frac{(1 - A_a)\beta}{1 - A_o} \Delta A_o + \frac{1 - A_o\beta}{1 - A_a} \Delta A_a + \frac{(1 - A_a)A_o}{\beta} \Delta\beta \quad (9)$$

Реализуемые в настоящее время значения параметров определены нами с использованием данных по энергетическому балансу [2]: $A_o = 0,15$, $A_a = 0,225$, $\beta = 0,747$. В результате (9) можно представить в конкретном виде

$$\Delta A = 0,681\Delta A_o + 1,146\Delta A_a + 0,156\Delta\beta \quad (10)$$

Из расчета определено: $\alpha_a = 0,686$ Вт/м²К; $\alpha_o = 0,14$ Вт/м²К; $4\alpha_3 = 4(\alpha_a + \alpha_o) = 3,3$ Вт/м²К. Подставив это значение, а также (10) в (8), получим с учетом значения $Q_c = 341,5$ Вт/м² формулу

$$\vartheta_p = -70\Delta A_o - 117\Delta A_a - 16\Delta\beta \quad (11)$$

При изменении каждого из параметров по отдельности на 1% получим $\vartheta_p(\Delta A_o = 0,0015) = -0,1$ К; $\vartheta_p(\Delta A_a = 0,00225) = -0,26$ К; $\vartheta_p(\Delta \beta = 0,00747) = -0,12$ К. Как видно, в результате положительного приращения любого из перечисленных параметров на незначительную величину можно ожидать заметного глобального похолодания. При одновременном приросте каждого из параметров на 1%, как следует из (11), понижение планетарной термодинамической температуры составит $\vartheta_p = -0,48$ К. С другой стороны, из (10) можно определить, что прирост каждой из величин ΔA_o , ΔA_a , $\Delta \beta$ на 1% приведет к приросту эффективного альбедо на $\sim 1,5\%$, то есть $\Delta A = 0,00476$ при нынешнем значении $A = 0,31$. Из (2) следует, что это вызовет понижение суммарного тепловыделения на $\sim 1,6$ Вт/м², а из (1) можно получить соответствующее этому снижению эффективной температуры Земли на $\vartheta_s \cong -0,3$ К.

Долговременный космический мониторинг планетарного эффективного альбедо позволяет прогнозировать тенденции изменения глобального климата. Для такого мониторинга может использоваться телескоп космического базирования примерно с теми же параметрами, что и у лимбографа СЛ-200, поскольку угловые размеры Солнца и Луны с невысоких орбит равны и составляют ~ 32 угл. мин.

Ограничения рассматриваемого метода связаны с трудностями учета задержки температурных изменений из-за большой термической инерции океана, а также обратного влияния температуры земной поверхности на ее альбедо в связи с изменением площадей снежного и ледяного покрова. Затруднен также учет влияния вариаций альбедо поверхности и альбедо и прозрачности атмосферы на перераспределение поглощаемых ими мощностей солнечного излучения и, соответственно, температур океана и атмосферы. Из структуры (10) видно, что измеренное значение ΔA допускает многозначность комбинаций соответствующих величин ΔA_o , ΔA_a , $\Delta \beta$.

Литература

1. *Qiu J., Goode P.R., Palle E., Yurchyshyn V., Hickey J., Rodriguez P.M., Chu M.C., Kolbe E., Brown C.T., Koonin S.E.* Earthshine and the Earth's albedo: 1. Earthshine observations and measurements of the lunar phase function for accurate measurements of the Earth's Bond albedo // *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*. 108 (D22): 4709, 2003.
2. *Keihl J.T. and Kevin E. Trenberth* Earth's Annual Global Mean Energy Budget // *Bull. of the Amer. Met. Soc.* Vol. 78 2, 197, 1997.

КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Абрамов-Максимов В.Е.¹, Гельфрейх Г.Б.¹, Сыч Р.А.², Шибасаки К.³

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²ИСЗФ СО РАН, Иркутск, Россия

³Радиоастрономическая обсерватория Нобейма, Япония

SHORT PERIOD OSCILLATIONS OF MICROWAVE EMISSION OF SUNSPOTS AND FLARE ACTIVITY

Abramov-Maximov V.E.¹, Gelfreikh G.B.¹, Sych R.A.², Shibasaki K.³

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia

²Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia

³Nobeyama Solar Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan

The sunspot-associated sources at the frequency of 17 GHz give the information of plasma parameters in the regions with the magnetic field $B = 2000$ G at the level of the chromosphere-corona transition region. The observations of short period (from 1 to 10 minutes) oscillations in sunspots reflect data of propagation of MHD waves in the magnetic tubes of sunspots.

We present results of investigations of parameters of oscillations for regions in connection with their flare activity. The radio maps of the sun obtained with the Nobeyama Radioheliograph at frequency of 17 GHz were used. The spatial resolution of the radio data was about 10–20 arcsec. We made synthesis of full sun images with the cadence 10 seconds and with the time averaging of 10 sec too. On the radio maps sunspot-associated sources were identified and time profiles of their maximum brightness temperatures were calculated for each radio source. We have found difference in oscillations on pre-flare and post-flare phases. And ARs with different flare activity demonstrate different parameters of oscillations.

Введение

Квазипериодические колебания (КПК) наблюдаются практически во всех диапазонах и во всех структурах солнечной атмосферы [1]. КПК имеют периоды от секунд до часов и, возможно, дней. КПК, как правило, имеют нестабильный характер: как амплитуды, так и частоты изменяются со временем. Обычно наблюдаются цуги, состоящие из нескольких периодов. Доминирующие периоды КПК – 3 и 5 минут.

КПК с различными периодами имеют различную физическую природу. Короткопериодические КПК (периоды до 10–15 минут) являются следствием волновых движений в солнечной атмосфере, и исследование таких КПК может служить мощным инструментом диагностики корональной плазмы [2].

Поскольку во время вспышечного процесса происходит перестройка магнитного поля активной области и изменение параметров плазмы, следует ожидать, что вспышка будет приводить к изменению характеристик КПК, что может быть использовано для диагностики, а также, возможно, для разработки новых прогностических критериев.

Связь параметров КПК микроволнового излучения и вспышечной активности была обнаружена почти 40 лет назад по наблюдениям на малых антеннах [3–5]. Новые возможности исследования КПК в микроволновом диапазоне [6, 7] открылись благодаря созданию радиогелиографа Нобеяма (NoRH) [8]. На радиогелиографе ведутся непрерывные наблюдения с 1992 года по 7–8 часов ежедневно с временным разрешением 1 секунда в штатном режиме на частотах 17 и 34 ГГц с регистрацией интенсивности и круговой поляризации (параметры Стокса I и V). Угловое разрешение составляет 10–20 угловых секунд на частоте 17 ГГц, что позволяет уверенно выделять пятенные источники радиоизлучения.

Цели настоящей работы:

- исследование параметров КПК на предвспышечной и послевспышечной фазах с целью выявления различий, отражающих перестройку магнитной структуры активной области во время вспышки;
- сравнительное исследование параметров КПК во вспышечно-продуктивных и “спокойных” активных областях.

Данные наблюдений

Для обработки данных использовалась разработанная авторами методика [9], включающая следующие основные этапы: синтезирование полных изображений Солнца в интенсивности и круговой поляризации (параметры Стокса I и V) с шагом по времени 10 сек и временем усреднения также 10 сек, интерактивное выделение фрагмента изображения с исследуемым источником на одном из изображений, вычисление положения фрагмента на всех остальных изображениях с учётом вращения Солнца, выделение фрагментов на всех изображениях, вычисление максимальной яркостной температуры на каждом фрагменте и построение временного профиля, вейвлет-анализ полученных временных профилей [10, 11].

Всего было отобрано и исследовано более 30 активных областей. В настоящей статье из-за ограниченности объёма мы приводим только 3 примера.

1. *AR9866, 14 марта 2002 г.* В этой довольно большой и имеющей сложную магнитную структуру активной области (АО), находящейся вблизи центрального меридиана, произошёл всплеск с максимальной яркостной температурой более 5×10^7 К в 1:40 UT (вспышка M5.7), т.е. примерно за час до местного полудня, что обеспечило достаточную длительность временных рядов до и после вспышки. Вейвлет-спектры (рис.1) показывают следующие изменения после вспышки: исчезновение или сильное ос-

лабление 5-минутных колебаний, значительное усиление 8-минутных колебаний.

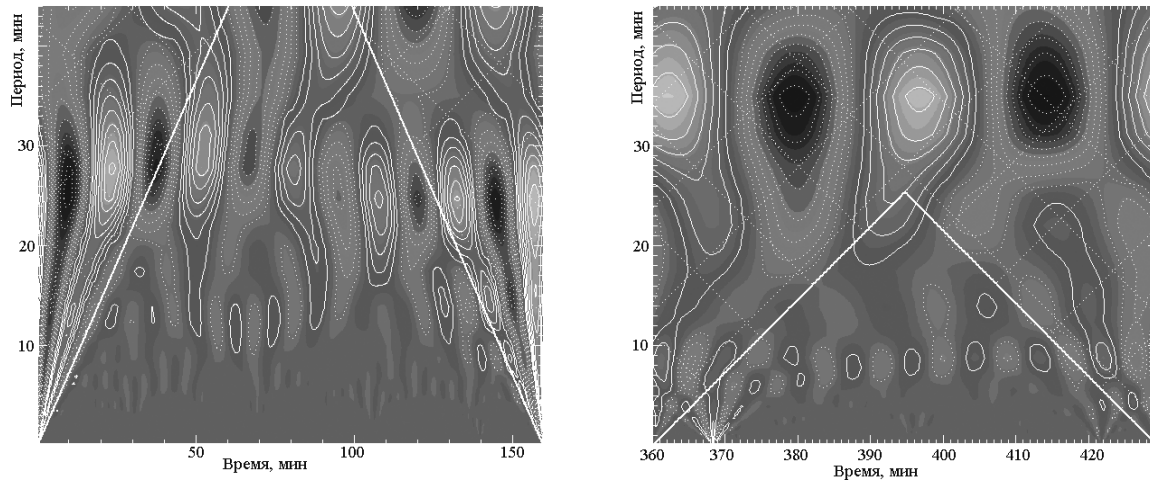


Рис. 1. Вейвлет-спектры (магнитуда) микроволнового излучения (интенсивность - параметр Стокса I) источника, связанного с AR9866, на частоте 17 ГГц (наблюдения на радиогелиографе Нобейма) 14 марта 2002 г. до вспышки (левая панель) и после вспышки (правая панель). Время дано в минутах от момента начала наблюдений (2002-03-13, 22:45 UT).

2. AR9865, 14 марта 2002 г. АО значительно меньших размеров, чем AR9866 и, соответственно, с более слабым источником микроволнового излучения. Слабый всплеск произошёл спустя 20 минут после вспышки в AR9866. Основное изменение в вейвлет-спектрах после всплеска (рис. 2) – ослабление всех наблюдавшихся периодов.

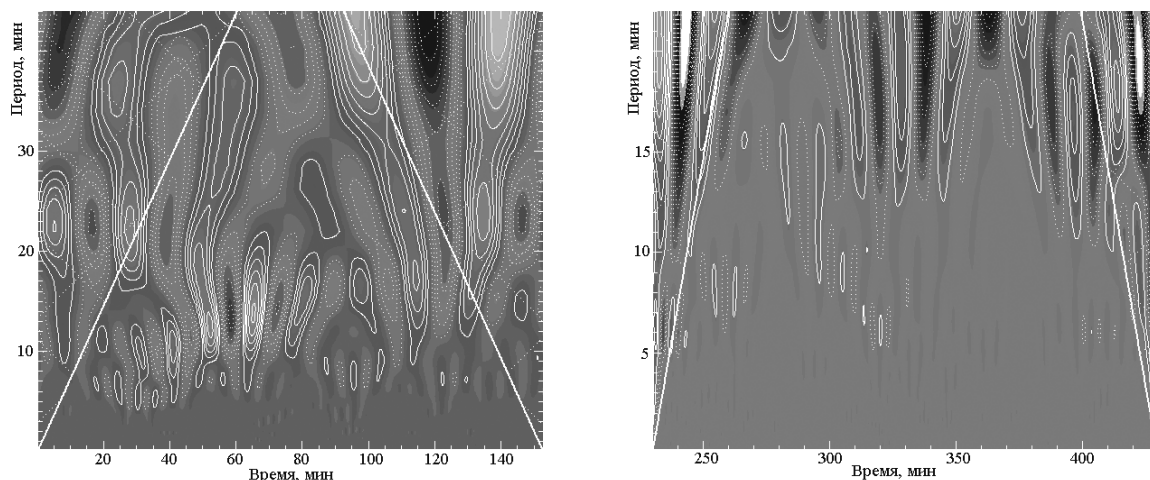


Рис. 2. Вейвлет-спектры (магнитуда) микроволнового излучения (интенсивность - параметр Стокса I) источника, связанного с AR9865, на частоте 17 ГГц (наблюдения на радиогелиографе Нобейма) 14 марта 2002 г. до вспышки (левая панель) и после вспышки (правая панель). Время дано в минутах от момента начала наблюдений (2002-03-13, 22:45 UT).

3. AR10139, 7 октября 2002 г. После небольшого всплеска появились (или значительно усилились) 3-минутные колебания (рис. 3), которых не было до всплеска, или они были слабые.

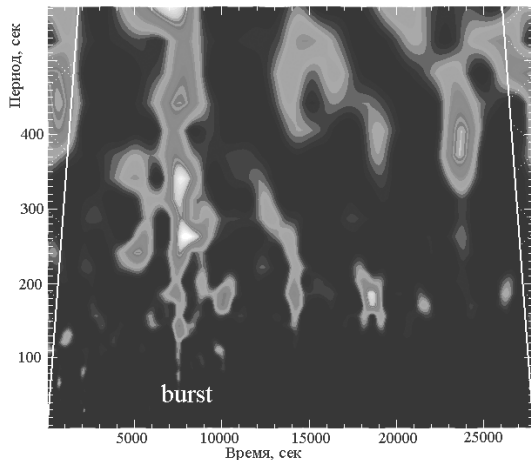


Рис. 3. Вейвлет-спектр (мощность) микро-волнового излучения (интенсивность - параметр Стокса I) источника, связанного с AR10139, на частоте 17 ГГц (наблюдения на радиогелиографе Нобейма) 7 октября 2002 г. Время дано в секундах от момента начала наблюдений (2002-10-06, 22:45 UT).

Заключение

Рассмотренный наблюдательный материал подтверждает вывод о реальности связи спектра КПК со вспышечной активностью и возможности использования изменения характера КПК до, во время и после вспышки для диагностики физических условий в области вспышки.

В различных случаях наблюдается различный характер изменения параметров КПК. Отмечены случаи как исчезновения некоторых периодов в спектре, так и, наоборот, появление новых периодов после вспышки.

В целом, активные области с более низкой вспышечной активностью демонстрируют более устойчивый характер спектра КПК.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 10-02-00153-а.

Литература

1. *Kosovichev, A.G.*: 2009, AIP Conference Proceedings, **1170**, 547.
2. *Nakariakov, V.M., Erdelyi, R.*: 2009, Space Science Reviews, **149**, 1.
3. *Кобрин М.М., Коршунов А.И., Снегирев С.Д., Тимофеев Б.В.*: 1973, Солнечные данные, №10, 79.
4. *Коршунов А.И., Прокофьева Н.А.*: 1976, Солнечные данные, №2, 52.
5. *Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И.*: 1973, Изв.ВУЗов, Радиофизика, **16**, 747.
6. *Gelfreikh, G.B., Grechnev, V.V., Kosugi, T., Shibasaki, K.*: 1999, Sol.Phys., **185**, 177.
7. *Gelfreikh, G.B., Nagovitsyn, Yu.A., Nagovitsyna, E.Yu.*: 2006, PASJ, **58**, 29.
8. *Nakajima, H., Nishio, M., Enome, S., Shibasaki, K., Takano, T., Hanaoka, Y., Torii, C., Sekiguchi, H., Bushimata, T., Kawashima, S., Shinohara, N., Irimajiri, Y., Koshiishi, H., Kosugi, T., Shiomi, Y., Sawa, M., Kai, K.*: 1994, Proc.IEEE, **82**, 705.
9. *V.E. Abramov-Maximov, G.B. Gelfreikh, N.I. Kobanov, K. Shibasaki*: 2008, "Universal Heliophysical Processes", Proceedings IAU Symposium № 257, N. Gopalswamy, D. Webb and K. Shibata eds., 95.
10. *Sych, R.A.; Nakariakov, V.M.*: 2008, Sol.Phys., **248**, 395.
11. *Sych, R.; Nakariakov, V.M.; Karlicky, M.; Anfinogentov, S.*: 2009, A&A, **505**, 791.

КАНАЛЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМОФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА ПОГОДНО-КЛИМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Авакян С.В.

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

CHANNELS OF COSMOPHYSICAL FACTORS INFLUENCE ON THE WEATHER AND CLIMATE CHARACTERISTICS

Avakyan S.V.

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

Одной из фундаментальных задач современного естествознания является определения тех физических механизмов, которые определяют воздействие космических факторов на погодно-климатические характеристики. Здесь, во-первых, важно реально учитывать энергетику такого возможного влияния космоса на процессы в нижней атмосфере и, во-вторых, рассматривать всю совокупность явлений и механизмов, формирующих погоду и климат. В работе выполнен анализ путей воздействия факторов солнечной и геомагнитной активности на макромасштабные процессы в тропосфере: – теплорадиационный перенос – конденсационный механизм – атмосферное электричество – циклогенез.

Такой анализ позволяет сделать вывод, что существуют каналы влияния вариабельности активности Солнца на все нижнеатмосферные процессы, и это влияние происходит в основном через регулирование теплорадиационного переноса облачным покровом, включая аэрозольный компонент. При этом, как известно, изменяется уровень приходящей солнечной радиации и величина уходящего теплового потока излучения подстилающей поверхности.

Действительно, основными факторами влияния активности Солнца являются:

– в теплорадиационном переносе:

1) генезис оптически тонких облаков, начиная с первых часов после солнечной вспышки и главной фазы геомагнитной бури (за счет генерации ионосферой потока собственного – эмиссионного – микроволнового излучения во время этих событий) в радиооптическом трехступенчатом триггерном механизме солнечно-погодных связей, см. далее, а также [1–4],

2) генезис облаков большой оптической толщины при ионизационном воздействии космических лучей на нижние слои атмосферы. Оптически тонкие облака, как правило, являются разогревающими, а толстые облака в большую часть года охлаждают слой приземного воздуха;

– в конденсационном механизме основное влияние оказывают те же факторы: солнечные вспышки, магнитные бури и космические лучи, но в отдельных случаях следует учитывать в качестве источника ионизации

воздуха выход радона в районах больших геологических разломов, над которыми космонавтами зарегистрировано зарождение облачности;

– в случае учета атмосферного электричества основной вклад дают изменения ГКЛ, но надо учитывать также влияние жесткого электромагнитного излучения вспышек на Солнце и буревых корпускулярных высыпаний, создающих дополнительную ионизацию в нижней части ионосферы, что сопровождается изменением ионосферного потенциала.

– в случае циклогенеза: переход антициклонического типа погоды, включая устойчивые антициклоны в полярных областях и над континентами при относительно сильных колебаниях активности Солнца, к циклоническому, благодаря получению дополнительной энергии от геомагнитной бури, превышающей 10^{27} эрг [5, 6].

Результат при воздействии космических факторов на погодноклиматические явления зависит не столько от мощности и продолжительности солнечной вспышки или магнитной бури, сколько от соотношения фаз космофизических и метеорологических событий. Во время вспышек имеется две фазы: короткая импульсная и длительная тепловая, определяющая в большой мере энергетику вспышечного прироста ионизирующего потока. Во время магнитной бури наиболее важными для солнечно-земных связей являются фазы, когда максимальны уровни высыпавшихся из радиационных поясов потоков корпускул, в основном электронов: главная фаза продолжительностью в несколько часов, а также фаза восстановления, после которой возможно рекуррентное возрастание высыпаний продолжительностью до 1–2 суток. Что касается барических образований, то если в антициклонах нет значимых фаз, то циклоны характерны как раз быстрой сменой в погоде. И действительно, если обычно антициклоны сопровождают периоды устойчивых типов космической погоды, то циклоническую ситуацию можно связывать с воздействием приращений в потоках энергии от Солнца (при вспышках) и из радиационных поясов и магнитосферы (при геомагнитных бурях). По многочисленным исследованиям известно, что рост активности Солнца (числа вспышек и бурь), а значит, рост поступающей в верхнюю атмосферу энергии, сопровождается циклонической деятельностью, в то время как длительное отсутствие проявления этой активности ведет к установлению устойчивого антициклона внутри континентов и в полярных районах [7]. Но при этом главное – начальные условия, т.е. состояние нижней атмосферы к моменту события в солнечно-геомагнитной активности в каждом данном регионе планеты [8]. Прежде чем обсудить роль таких начальных условий, напомним, что в 2005/6 гг. нами был разработан физический – радиооптический трехступенчатый триггерный механизм воздействия ионизирующего EUV/X-излучения вспышек и потоков высыпавшихся электронов в период магнитных бурь на интенсивность оптически тонкой (разогревающей) облачности через микроволновое излучение ионосферы, генерирующееся в переходах между ридберговскими состояниями, возбужденными в ионосфере электронным ударом. Это микроволновое излучение, практически без поглощения проникая в нижнюю атмосферу, контролирует скорости процессов образова-

ния и диссипации водных кластеров – основу этой облачности. Однако, определенное начальное условие – наличие оптически плотной облачности (что является весьма частым явлением на высоких и средних широтах, особенно, если учесть, что речь идет о плотностях лишь немного больших 1) сильно нивелирует влияние солнечных вспышек и геомагнитных бурь на погоду в данном регионе, поскольку в этом случае генезис новой – тонкой облачности – незаметен: весь теплорадиационный баланс определяется (для приземного воздуха) плотным облачным покровом. Ночью, естественно, вклада вспышек нет, а присутствие ночной оптически плотной облачности в зимний период дает замедление остывания приземного слоя воздуха. На ночной стороне вся облачность в отдельности: и оптически плотная (сильно связанная с вариациями потока космических лучей), и вновь образуемая под влиянием геомагнитной бури оптически тонкая – в зимний период фактически вызывают замедление остывания приземного слоя воздуха. Это как раз и ведет к плохо понятым до последнего времени эффектам: "Преимущественное потепление зим" и "Превалирующий рост (вдвое) ночных (минимальных за сутки) температур приземного воздуха над дневными (максимальными) температурами".

Из-за многочисленности форм и типов начальных относительно событий в солнечно-геомагнитной активности погодных ситуаций необходимо, по-видимому, сосредоточиться сперва на решении проблемы "Солнце – климат" и рассматривать тренды вариаций солнечной и геомагнитной активности уже даже на шкале в несколько лет. Действительно, наш анализ поведения *aa*-индекса в последние годы и за столетие, включающего период современного глобального потепления, показал [9] уникально быстрое падение *aa*-индекса, почти до уровня начала векового роста в 1900 гг. за 2004–2010 гг. С 1985 года падает электромагнитная солнечная активность, а спадающий весь XX век поток ГКЛ с 1999/2000 года начал возрастать. Все это создает только одну тенденцию – к похолоданию.

Итак, предлагается разделить подходы к исследованию влияния Солнца на текущие (погодные) и климатические метеорологические характеристики. При рассмотрении проблемы "Солнце - погода" определяющим фактором является импульсное воздействие солнечных вспышек и геомагнитных бурь, рассматриваемое как *solar impact events*. Оно сильно зависит от текущей погодной ситуации, времени суток и сезона года. В проблеме "Солнце – климат" главным остается фоновое воздействие всех факторов солнечной активности, ГКЛ и геомагнитной активности (*solar forcing*). Такое воздействие определяется в основном характером долговременных трендов величин всех космических факторов.

Важно, что, по-видимому, не только и не столько космические лучи (как ГКЛ, так и СКЛ), а именно ионизирующее излучение солнечных вспышек и корпускулярные высыпания при геомагнитных возмущениях являются основой и *impact*- и *forcing*-воздействий солнечной вариабельности на погодно-климатические характеристики. Это связывается нами с абсолютным превалированием энергетики и, главное, частоты повторяемости вспышек и геомагнитных бурь. Действительно, в среднем за год происхо-

дит 50 солнечных вспышек класса M5 и выше, геомагнитных бурь с $K_p = 6$ и более бывает (в зависимости от этапа 11-летнего солнечного цикла) 50–100 [10]. В то же время Форбуш понижения наблюдаются на уровень менее 3% несколько раз в год, на уровень 20% – один раз в год, а СКЛ с появлением потока протонов с энергией выше 100 МэВ регистрируется в среднем 5 раз в год. Поток ионизирующей радиации Солнца с длиной волны короче 103 нм, может возрасти на 100%, что составляет $0,003 \text{ Вт м}^{-2}$, при этом в рентгеновском диапазоне короче 1 нм во время вспышек возможны повышения потока в несколько тысяч раз. Поток солнечного ветра достигает лишь $0,0003 \text{ Вт м}^{-2}$, а поток СКЛ $0,002 \text{ Вт м}^{-2}$. Наконец, поток ГКЛ не превышает $7 \cdot 10^{-6} \text{ Вт м}^{-2}$ [11].

Следует отметить, что разработка физического механизма воздействия факторов солнечной и геомагнитной активности на погодно-климатические характеристики может оказаться ключом к методам искусственного управления погодой и климатом [12, 13]. Не это ли сказывается на выводах в докладах IPCC? Ведь постоянное отрицание роли космических факторов в современных изменениях климата не имеет в этих документах какого-то научного обоснования, а соответствующие специалисты-космофизики к работе в команде IPCC не привлекаются.

Литература

1. Авакян С.В., Воронин Н.А. Возможные механизмы влияния гелиогеофизической активности на биосферу и погоду // Оптический журнал. 2006. Т. 73. №4. С. 78–83.
2. Авакян С.В., Воронин Н.А. О возможном физическом механизме воздействия солнечной и геомагнитной активности на явления в нижней атмосфере // Исследование Земли из космоса 2007. № 2. С. 28–33.
3. Авакян С.В. Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы, и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 4. С. 3–9.
4. Авакян С.В., Воронин Н.А. О радиооптическом и оптическом механизмах влияния космических факторов на глобальное потепление климата // Оптический журнал. 2010. № 2. С. 90–93.
5. Пудовкин М.И., Распопов О.М. Механизм воздействия солнечной активности на состояние нижней атмосферы и метеопараметры (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т.32. №3. С. 1–22.
6. Pudovkin M.I. Energy transfer in the solar-terrestrial system // Reports on progress in physics. 1995. V 58. № 9. P. 929–976.
7. Дьяков А.В. Использование информации об активности Солнца в гидрометеорологическом прогнозировании на длительные сроки (1940–1972) / Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды (Под ред Э.Р. Мустеля). Л.: Гидрометеоздат. 1974. С. 307–313.
8. Мустель Э.Р. Роль начальных условий в формировании барического поля / Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды (Под ред Э.Р. Мустеля). Л.: Гидрометеоздат. 1974. С. 143–148.
9. Авакян С.В., Воронин Н.А. Изменения климата под воздействием факторов солнечно-геомагнитной активности и ГКЛ. / Труды Всеросс. ежегодной конференции по физике Солнца «Год астрономии. Солн.-земная физика». СПб. ГАО. 2009. С. 29–32.
10. S.E.C. User Notes. 2000. №28. 7 p.
11. Lean J. Living with a variable Sun // Phys. Today. June. P. 32–38. 2005.
12. Робертс В.О. О связи погоды и климата с солнечными явлениями (Обзор) / Солнечно-земные связи, погода и климат (Под ред. Б. Мак-Кормака и Т. Селиги). М.: Мир. 1982. С. 45–57.
13. Авакян С.В., Воронин Н.А. Ридберговское микроволновое излучение ионосферы при высыпаниях электронов из радиационных поясов, вызванных радиопередатчиками // Оптический журнал. 2008. № 10. С. 95–97.

**АКТИВНАЯ ОБЛАСТЬ NOAA 7123
“ГЛАЗАМИ” VLA, RATAN-600, ССРТ и БПР:
РАСХОЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЕГО ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ**

**Агалаков Б.В.¹, Борисевич Т.П.², Опейкина Л.В.³,
Петерова Н.Г.⁴, Топчило Н.А.⁵**

¹НИИрГТУ, Иркутск, Россия

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Специальная Астрофизическая Обсерватория РАН, п. Н.Архыз, Россия

⁴Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁵НИАИ СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

**ACTIVE REGION NOAA 7123
AS OBSERVED WITH VLA, RATAN-600, SSRT and LPR:
Results disagreement and its conceivable reasons**

**Agalakov B.V.¹, Borisevich T.P.², Opeikina L.V.³,
Peterova N.G.⁴, Topchilo N.A.⁵**

¹Irkutsk State Technical University, Irkutsk, Russia

²Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

³Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia

⁴St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia

⁵Sobolev Astronomical Institute of St Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

Research of observations of active region NOAA 7123 (April, 1992) by VLA with resolution 2-4" on waves of 3.6 and 6.4 sm published in [1] is presented. Long abnormal prevalence of radiation of a cyclotron source above the central part of this active region is revealed by authors [1]. It contradicts results of observations by SSRT, LPR and RATAN-600 according to which the e-mode of radiation [2] prevailed. It is shown, that effect of a discrepancy of results is different resolution of radio telescopes.

Анализируется уникальный случай наблюдений активной области NOAA 7123 (апрель 1992 г.) на VLA с разрешением (2-4)" на волнах 3.6 и 6.4 см [1]. Наблюдениями [1] выявлено, что в течение 5 дней отмечалось аномальное преобладание о-моды излучения циклотронного источника над центральной частью основного пятна АО, причем только на длинной волне 6.4 см (см. левую половину рис.1). Это противоречит наблюдениям на ССРТ (5.2 см) и БПР (4.5 см), опубликованным в [2], согласно которым весь период наблюдений преобладала R-поляризация, соответствующая е-моду излучения циклотронного источника, расположенного над пятном N-полярности магнитного поля (см. правую половину рис. 1).

Для выяснения причин расхождений к рассмотрению были привлечены дополнительные материалы, взятые из электронного архива RATAN-600 и бумажных архивов ССРТ и БПР. Пример сканов по наблюдениям за 06.04.1992 г. показан на рис. 2. Выбраны наблюдения, наиболее близкие по

диапазону к наблюдениям на VLA (6.4 см) – РАТАН-600 (5.28 и 6.5 см), БПР (6.2 см) и ССРТ (5.2 см).

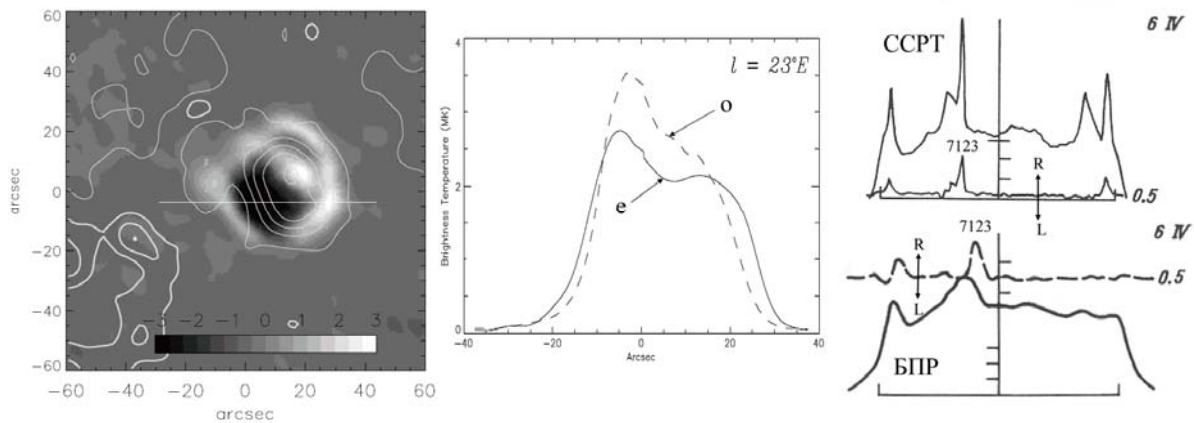


Рис. 1. VLA-карта источника излучения над пятном АО 7123 (параметр V , полутоном) и разрез вдоль линии, указанной на карте (волна 6.4 см) на 06.04.92, взятые из [1]. На карту наложена магнитограмма (контур). Справа приведены сканы диска Солнца по наблюдениям на ССРТ и БПР за тот же день.

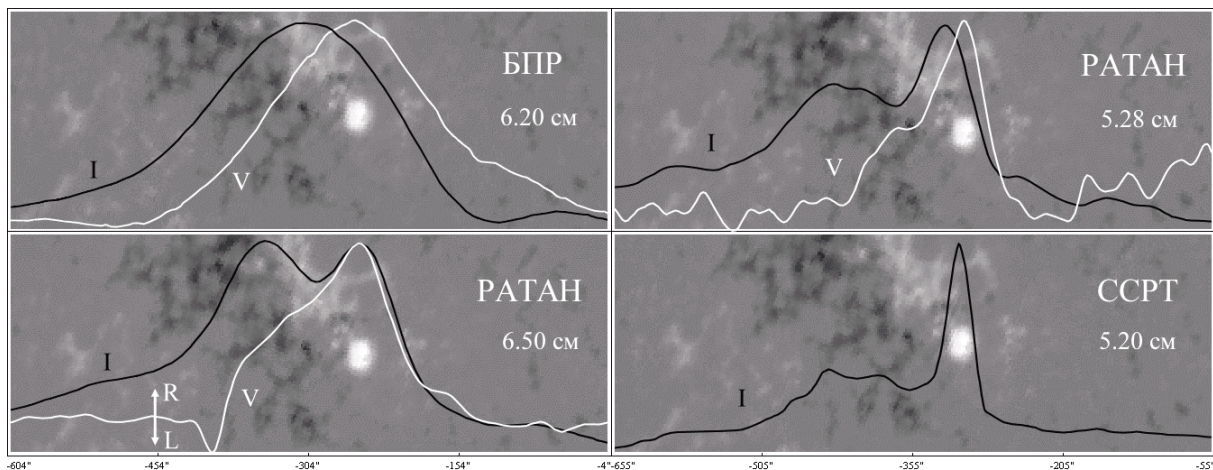


Рис. 2. Участок сканов Солнца, соответствующий источнику радиоизлучения над АО 7123, наложенный на магнитограмму.

Анализ этих сканов показал, что на всех инструментах в диапазоне 4.5 – 6.5 см у источника над пятном АО 7123 преобладала R-поляризация, соответствующая избытку e-моды излучения. Характер поляризации излучения этого источника не менялся в течение всего периода (03-09).04.1992 г. Таким образом, привлечение дополнительных материалов наблюдений только подтвердило факт видимого расхождения результатов, полученных на ССРТ, РАТАН-600 и БПР, с наблюдениями на VLA.

Однако количественный анализ наблюдений на РАТАН-600, ССРТ и БПР показал, что степень поляризации источника радиоизлучения над пятном невелика и составляет $\sim 10\%$. Отметим, что по наблюдениям на указанных инструментах измеряется интегральная степень поляризации, ус-

редненная по диаграмме радиотелескопа. Детали структуры размером $\sim 20''$ (область о-моды) сравнимы с размерами самой узкой из диаграмм ($17''$ -ССРТ), диаграмма РАТАН-600 и БПР в 2-3 раза шире. Возникает вопрос, не является ли причиной расхождения результатов наблюдений пятенного источника АО 7123 эффект усреднения по диаграмме, ибо согласно [1] тонкая структура источника излучения была сложной (см. рис.3).

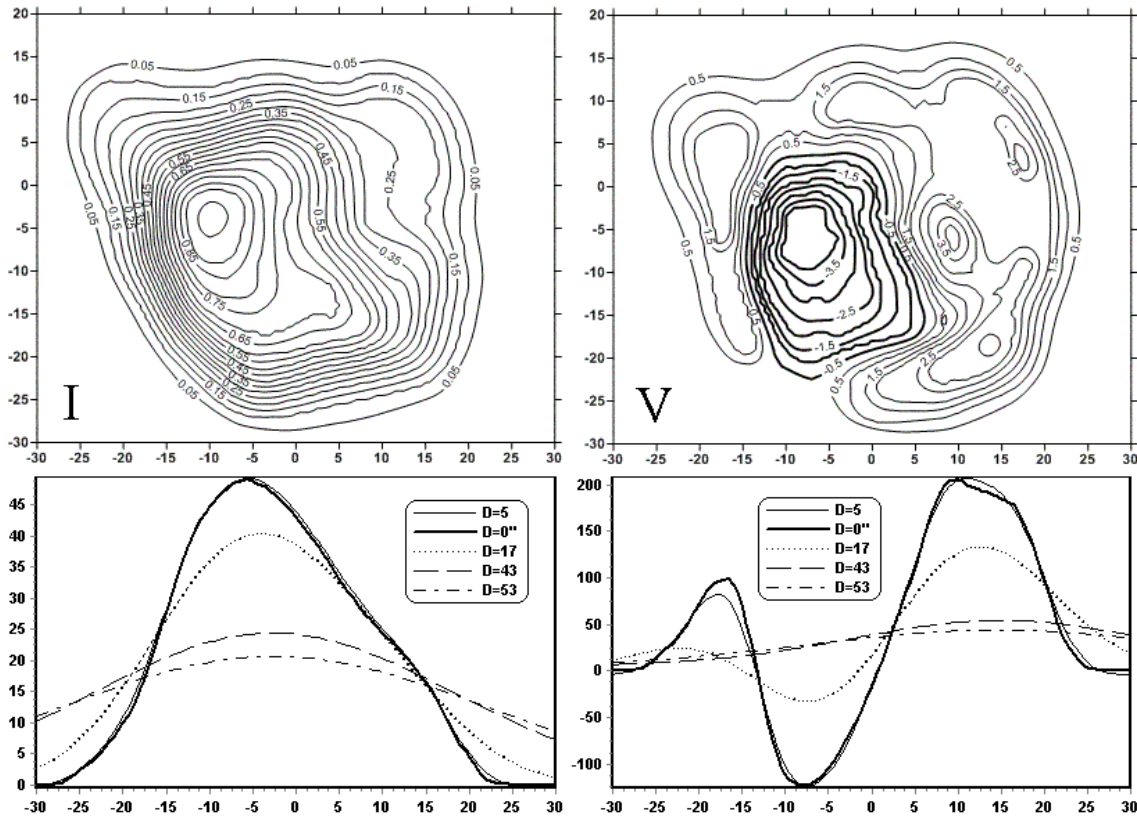


Рис. 3. Свертка VLA-карт с диаграммой радиотелескопов.

В верхней части рис. 3 представлены VLA-карты на 6.4 см [1, fig.3] в интенсивности (слева) и круговой поляризации (справа), пересчитанные на момент кульминации в координатную систему азимут-высота. Жирной линией показаны контуры, соответствующие отрицательной (о-мода) поляризации. Размеры источника указаны в угловых секундах. В нижней части рис. 3 дан результат интегрирования карт по высоте и свертки с горизонтальной диаграммой радиотелескопа ($0''$, $5''$, $17''$ (ССРТ, 5.2 см), $43''$ (РАТАН, 5.28 см), $53''$ (РАТАН, 6.5см)). Свертка показала, что тонкая структура V-изображения источника излучения при наблюдениях на РАТАН-600 и БПР полностью замывается. Некоторый эффект можно было бы ожидать в наблюдениях на ССРТ, если предположить, что тонкая структура изображения на волне 5.2 см аналогична структуре на 6.4 см. Согласно [1], однако, изображение источника сильно изменяется с длиной волны – на VLA на короткой волне 3.6 см преобладание о-моды излучения в центральной зоне источника не зарегистрировано.

По наблюдениям на всех инструментах были рассчитаны полные потоки радиоизлучения пятенного источника в интенсивности и круговой поляризации и определена степень интегральной поляризации. На 06.04: VLA – 7.2% (6.38 см), РАТАН-600 – 8% (6.50 см), БПР – 7% (6.20 см).

При этом знак интегральной поляризации всегда соответствовал избытку излучения в е-моды. Таким образом, несмотря на присутствие обширной центральной детали с избыточным излучением в о-моды, основной вклад в общий поток поляризованного излучения пятна вносит кольцеобразная область, дававшая избыток необыкновенной моды.

Следовательно, наблюдения на VLA согласуются (с точностью ~ 20%) с данными, полученными на БПР, РАТАН-600 и ССРТ. Основная причина отмечавшегося ранее видимого расхождения результатов состоит в различии разрешающей способности инструментов. Разрешение составляет для РАТАН – 53"×41', БПР – 2.5'×75', ССРТ – 17"×75', и оно недостаточно для обнаружения тонкой структуры источника излучения над пятном, которая выявляется только в двумерных наблюдениях с разрешением лучше 10". При худшем разрешении к результатам наблюдений и их интерпретации нужно относиться осторожно.

Источники с преобладающей поляризацией в обыкновенной моде, которую нельзя объяснить эффектами распространения, наблюдаются достаточно редко. В частности, они связаны с всплытием дополнительного магнитного потока и вспышечными процессами в активной области, вызывающими локальный перегрев плазмы [3]. В результате этих процессов предположительно может образоваться стационарно существующая квазивспышечная петля, которая обеспечивает необычную структуру циклотронного источника излучения, давая на оси петли область с преобладанием о-моды. На периферии эту область может окружать нормальная для большинства циклотронных источников плазма, генерирующая излучение с преобладанием е-моды излучения.

Предлагаемая нами интерпретация результатов наблюдений аналогична интерпретации авторов [1], с той лишь разницей, что причиной аномального разогрева плазмы является квазивспышечная петля с основанием в центре пятна [3], а не петли, исходящие из полутени.

Работа выполнена при поддержке НШ-3645.2010.2.

Литература

1. *A. Vourlidas, T.S. Bastian, M.J. Aschwanden*, 1997, *Ap. J.*, **489**, 403.
2. Солнечные данные, 1992, № 4.
3. *N.G. Peterova, A.N. Korzhavin*, *Bull.Spec.Astrophys.Obs.* 1998, **44**, 71.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Бадалян О.Г.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия,
badalyan@izmiran.ru*

SPACE-TIME DISTRIBUTION OF N-S ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY

Badalyan O.G.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
142190 Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.ru*

The data on the brightness of the green coronal line 530.3 nm for the period 1943–2001 have been used to study the distribution of the index of N-S asymmetry $A = (N-S)/(N+S)$ over the solar surface, where N and S denote, respectively, the line brightness in the northern and southern hemispheres. Synoptic maps of the A index have been plotted for 784 successive Carrington rotations. The results are represented in the form of a movie to visualize the time variation in the spatial distribution of the A index. The inspection of the series of synoptic maps reveals that variation in the general distribution of the A index over the solar surface has some peculiar features. In particular, the latitude-longitude regions of enhanced brightness in one hemisphere are changed after 15–20 rotations by the like regions of enhanced brightness in the opposite hemisphere as if the map became its negative. This may be a manifestation of quasi-biennial oscillations in N-S asymmetry discussed earlier in [1, 2].

Введение

Северо-южная асимметрия изучается уже в течение длительного времени по различным индексам солнечной активности, относящимся к различным слоям атмосферы Солнца. Эта величина содержит большую информацию о солнечной активности. Наиболее распространено определение “нормированной” асимметрии $A = (N-S)/(N+S)$, где N и S – значения соответствующих индексов активности для северного и южного полушарий соответственно.

Стандартным в изучении асимметрии является подход, когда изучаются временные изменения величины A в выбранном широтном интервале, усредненной с тем или иным временным окном. Нами в [1, 2] исследованы и описаны основные свойства северо-южной асимметрии. В частности, было показано, что временные изменения величины A сходны в различных индексах солнечной активности от фотосферы до короны.

В данной работе северо-южная асимметрия рассматривается как пространственно распределенное на всем Солнце явление. Построены карты типа синоптических, показывающие зоны доминирования северного или

южного полушарий в широтно-долготных зонах. В работе используется база данных Ю. Сикоры (Словацкая республика) о яркости зеленой корональной линии 530.3 нм за 1943–2001 гг. На основе этих данных рассчитана величина A и создан кинофильм, визуализирующий пространственно-временное распределение асимметрии солнечной активности за рассматриваемый период времени.

Методика построения карт асимметрии

База данных содержит ежедневные данные о яркости зеленой корональной линии, что дает шаг по долготе около 13° . Шаг по широте равен 5° . По этим данным рассчитывались среднемесячные значения яркости зеленой линии. Затем значения яркости линии в каждой широтно-долготной точке усреднялись за 6 последовательных кэррингтоновских оборотов, со сдвигом в 1 оборот. По этим усредненным данным для каждого оборота рассчитывалась северо-южная асимметрия яркости линии по приведенной выше формуле. После этого строились карты. Итак, в каждой точке на картах показаны средние значения A за 6 оборотов, шаг между картами 1 оборот. Общее число точек (узлов) на карте равно 486. Общее число карт 784, они представлены в виде кинофильма, который позволяет проследить изменение распределения асимметрии на Солнце со временем. Методика построения такого кинофильма для яркости зеленой линии описана в [3].

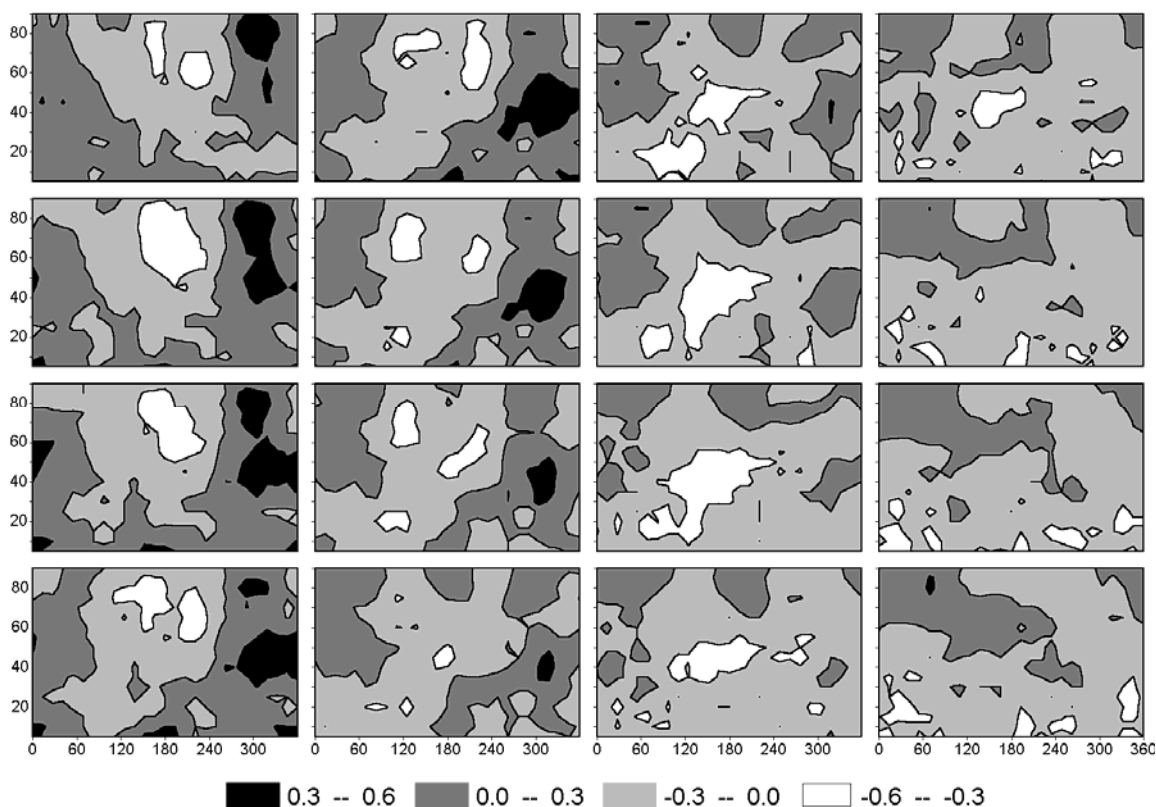


Рис. 1. Последовательность карт асимметрии (сверху вниз, справа налево) за период времени с 05.12.1999 по 17.01.2001 гг.

На рис. 1 дана планшет-карта, содержащая 16 последовательных оборотов Солнца (сверху вниз, справа налево, т.е. первая карта – левая верхняя, следующая – вторая сверху и т.д.) Первая карта построена по оборотам 1954–1959, средняя дата 05.12.1999 (начало четвертого из шести оборотов). Последняя карта – обороты 1969–1974, средняя дата 17.01.2001. Эти карты аналогичны синоптическим картам. По оси ординат указаны широты, для которых рассчитывалась величина A по данным о яркости в северном и южном полушариях. Двигаясь вдоль параллели, можно видеть, на каких долготах доминирует северное полушарие (два темных цвета на рис. 1, шкала внизу) и на каких – южное (два светлых цвета).

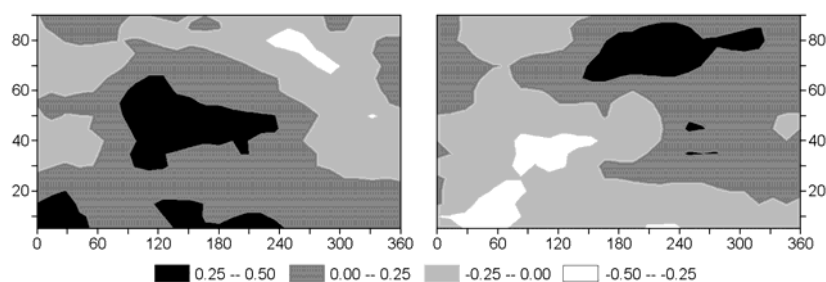


Рис. 2. Карты типа “позитив-негатив”. Средняя дата для левой карты 24.01.1980. Дата для правой карты 08.03.1981, она отстоит от первой на 15 оборотов.

Рис. 1 показывает, что можно выделить несколько типов карт. Так, на первой карте “структуры” асимметрии располагаются вертикально, линии равной асимметрии идут вдоль меридианов. На последней карте – горизонтально расположенные структуры. На карте 12 (последняя в третьем столбце) множество мелких структур. Из всех 784 карт можно выделить карты с крупными структурами. Есть также карты, на которых в восточной половине Солнца ярче одно из полушарий, а в западной – другое. Наконец, иногда на всем Солнце асимметрия имеет один знак.

Некоторые результаты анализа карт

Полученный материал является основой для дальнейшего детального анализа. Некоторые выводы, однако, уже можно сделать из сопоставления карт. Так, через несколько оборотов после некоторой карты возникает карта, на которой расположены примерно те же “структуры”, как и на первой, но там, где асимметрия имела знак “плюс” (доминирование северного полушария), теперь она имеет знак “минус”, карта как бы превращается в свой негатив. На рис. 2 приведен пример двух таких карт, отстоящих друг от друга на 15 оборотов. Коэффициент корреляции между этими картами, рассчитанный для 486 точек, составляет – 0.6.

На рис. 3 изображено распределение коэффициентов корреляции каждой из карт (точка на оси X) из временного интервала с 29.02.1992 по 02.01.2000 с последующими картами, т.е. коэффициенты корреляции карты

со следующей картой, через 1, через 2 и т.д. до 23 (ось Y). На рис. 3 можно отметить следующие особенности: 1) Самая высокая корреляция карты отмечается с последующими 1-5 картами. Однако, примерно через 15 оборотов (1 год и 2 месяца) возникает устойчивое состояние, которое держится более длительное время – видна “волнистость” нижней части рис. 3; 2) Линии равного коэффициента корреляции наклонены влево; 3) Выделяются области существенной отрицательной корреляции (белый цвет), здесь карта как бы превращается в свой негатив

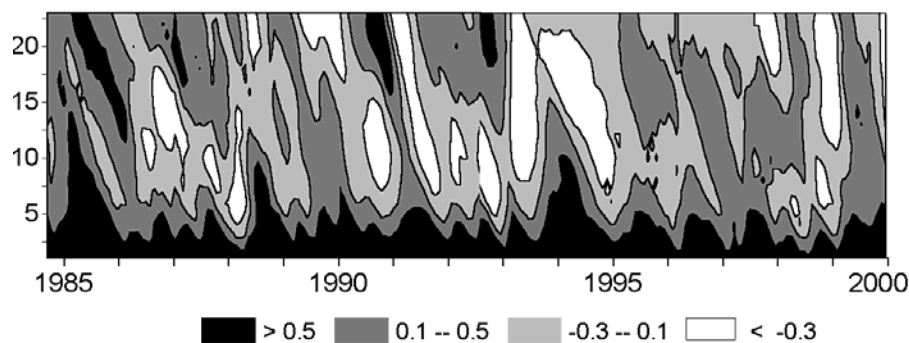


Рис. 3. Распределение корреляции карт с соседними картами.

По оси абсцисс время, по оси ординат сдвиг второй карты по сравнению с первой.

В общей выборке имеется 256 точек с отрицательной корреляцией, превышающей 0.5 по абсолютной величине. Гистограмма распределения этих 256 коэффициентов показывает, что такие карты чаще всего отстоят друг от друга на 12–20 оборотов (0.9–1.5 года). Эта ”полуволна” попадает в диапазон квазидвухлетних колебаний. Иначе говоря, чередование карт типа “позитив-негатив”, возможно, отражает квазидвухлетние колебания, хорошо выделяемые во временном ходе асимметрии, см. [1, 2].

Заключение

Проведенное предварительное рассмотрение пространственного распределения северо-южной асимметрии зеленой корональной линии показало его большую информативность. Разумным представляется предположение, что образование “структур” асимметрии, их размеры и временное изменение может быть связано с магнитным полем, в частности, с поведением достаточно высоких (выше квадруполь) гармоник поля. Такой подход, возможно, приблизит нас к выяснению природы северо-южной асимметрии солнечной активности.

Литература

1. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я., Сикора Ю. // 2005, Астрон. журн. **82**, 740.
2. Badalyan O.G., Obridko V.N., Sýkora J. // 2008, Solar Phys. **247**, 379.
3. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Сикора Ю. // 2005, Астрон. журн. **82**, 535. **82**, 535.

**МЕЖПЯТЕННЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ ИСТОЧНИКИ
В РАДИОГЕЛИОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ:
КЛАССИФИКАЦИЯ, МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ,
СВЯЗЬ СО ВСПЫШКАМИ**

Бакунина И.А.^{1,2,3}, Мельников В.Ф.^{2,3}

¹Государственный Университет – ВШЭ, Нижний Новгород

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург

³Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород

**INTERSUNSPOTS SOURCES OF MICROWAVE EMISSION FROM
OBSERVATIONS WITH RADIOHELIOGRAPHS: CLASSIFICATION,
EMISSION MECHANISMS, RELATION TO POWERFUL FLARES**

Bakunina I.A.^{1,2,3}, Melnikov V.F.^{2,3}

¹State University – HSE, Nizhny Novgorod, Russia

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

³Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

Observations with radioheliographs NoRH (17 and 34 GHz) and SSRT (5.7 GHz) allowed us to reveal intersunspot sources (ISS) in the majority (29 from 33) of active regions. We divided them into three groups, two of which are associated with powerful solar flares. Possible mechanisms of emission of ISSs on the basis of the study of maps of spectral index for 17-34 GHz are discussed.

Наблюдения с высоким пространственным разрешением позволяют выявить помимо пятенных микроволновых источников, источники другого типа: источники «галло» [1, 2], пекулярные источники [3, 4] или NLS – источники, т.е. источники над нейтральной линией радиального магнитного поля [4–6].

Радиоисточники типа «галло» – это источники большого размера, покрывающие всю АО. Считается, что они представляют собой огромные плазменные конденсации, поддерживаемые магнитосферой АО [1, 2].

По наблюдениям на РАТАН-600 было выяснено, что «галло» вносят существенный вклад в радиоизлучение АО – вплоть до 50% для типичных случаев, но иногда даже до 95% [1], и должны хорошо наблюдаться на низких частотах 1–4 ГГц.

Пекулярные источники радиоизлучения обычно компактны, впервые на РАТАН-600 были обнаружены в 1982 г., и позднее неоднократно регистрировались в развитых вспышечно-активных группах пятен над областями максимального градиента фотосферного магнитного поля накануне больших (протонных) вспышек. В радиогелиографических наблюдениях пекулярные источники проявляют себя как смещение центров яркости в поляризации и интенсивности по отношению друг к другу либо как их од-

новременное смещение от пятен к нейтральной линии магнитного поля или наоборот [6, 7].

В данной работе представлены результаты обработки 33-х биполярных и мультиполярных АО различного магнитного класса (исключая униполярные АО) – случайная выборка хорошо развитых АО 23-го цикла СА, – в 15 из которых произошли мощные солнечные вспышки, т.е. анализировалась приблизительно равная выборка для вспышечных (вспышки рентгеновского класса $\sim M1.0$ и выше) и невспышечных (вспышки рентгеновских классов А, В, С или их отсутствие) АО.

Для всех АО для нескольких дней прохождения активной области по диску Солнца были построены двумерные карты на трёх длинах волн методом контурного наложения распределения яркостных температур параметра Стокса V – (TV) (для 5.7 и 17 ГГц) и параметра Стокса I – (TI) (5.7, 17 и 34 ГГц) на магнитограммы SOHO/MDI с использованием стандартных и уникальных программ пакета IDL 6.1, а также двумерные карты распределения спектрального индекса для 17 и 34 ГГц, вычисляемого по формуле: $\alpha = \lg(FI(34)/F(17))/\lg(34/17)$, где FI(34), FI(17) – потоки радиоизлучения на 34 и 17 ГГц, соответственно.

В результате исследования выявлено наличие межпятенных источников (МПИ) в 29 из 33 исследованных АО: 4 АО без МПИ оказались невспышечными, а все выявленные МПИ удалось разделить на три группы:

Группа I: 4 АО (№№ 09455, 09563, 09906, 10656) – протяжённый источник в интенсивности, покрывающий всю группу пятен, – наблюдается на трёх частотах 34 ГГц, 17 ГГц и 5,7 ГГц, степень поляризации $\sim 1\%$ для 17 ГГц, $\sim 10\%$ для 5.7 ГГц). Возможно, это – источники типа «галло», наблюдаемые на РАТАН-600. Для 17–34 ГГц спектральный индекс ≥ 0 , что говорит о тепловом тормозном механизме на этих частотах. В работах [1–3] указывается на нетепловой характер излучения на более низких частотах.

Группа II: 11 АО - компактные источники, наблюдаемые вблизи или над пятнами на 17 и 5.7 ГГц как смещение центров яркости в поляризации и интенсивности (пекулярные и/или NLS (neutral line associated sources) со степенью поляризации от ~ 1 до $\sim 80\%$ на 17 ГГц, от ~ 1 до $\sim 40\%$ на 5.7 ГГц.

Для 17-34 ГГц спектральный индекс ≤ 0), что может указывать как на тепловой циклотронный, так и на гиротронный характер излучения. Наличие горячего (яркостная температура $\sim 100000\text{K}$), компактного источника на 34 ГГц может служить ярким индикатором гиротронного характера излучения пекулярного источника.

Группа III: 14 АО – МПИ наблюдаются только на 17 ГГц в интенсивности – протяжённый источник над всей группой пятен с низкой степенью поляризации ($\sim < 1\%$) – тепловое тормозное излучение из плотных плазменных петель, тогда как на 5.7 ГГц доминирует циклотронное излучение (исключение – 2 АО: 10963 и 10247). Для 17–34 ГГц спектральный индекс ≥ 0), что говорит о тепловом тормозном механизме на этих частотах.

Примеры МПИ источников **I**, **II** и **III** групп приведены на рисунках **1**, **2**, **3** соответственно, где **а)** – наложение контуров ТI (яркостной температуры в интенсивности) для **34 ГГц** на магнитограмму SOHO/MDI (фон); **б)** – наложение контуров ТI (яркостной температуры в интенсивности, серый цвет) и TV (яркостной температуры в круговой поляризации, чёрные контуры – положительная, белые – отрицательная) для **17 ГГц**, на магнитограмму SOHO/MDI (фон); **в)** – наложение контуров ТI (яркостной температуры в интенсивности, серый цвет) и TV (яркостной температуры в круговой поляризации, чёрные контуры – положительная, белые – отрицательная) для **5.7 ГГц**, на магнитограмму SOHO/MDI (фон).

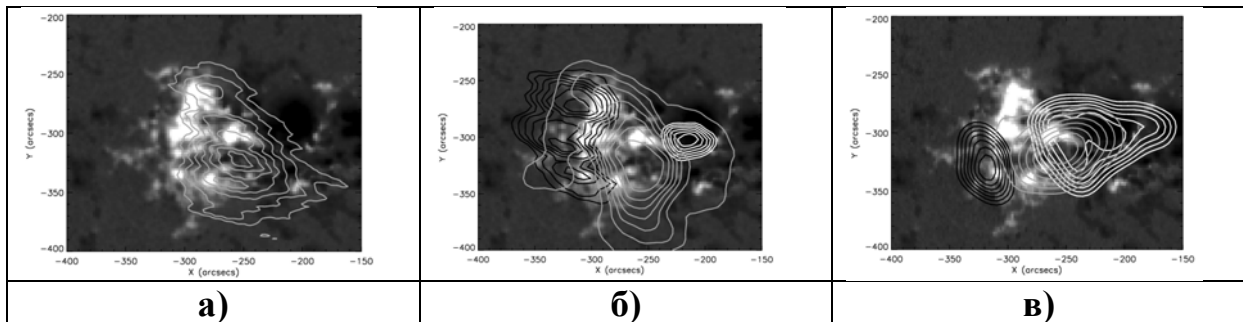


Рис. 1. МПИ группы I - АО 10656 (11.08.2004).

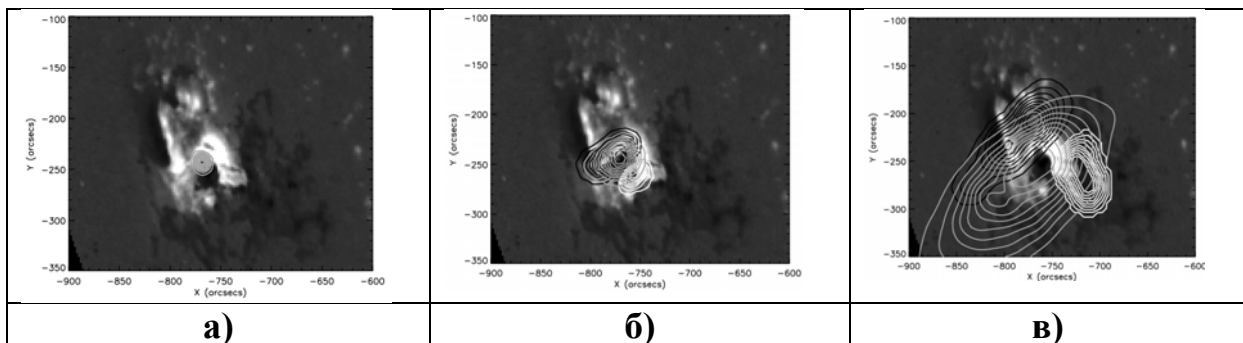


Рис. 2. МПИ группы II - АО 10808 (10.09.2005).

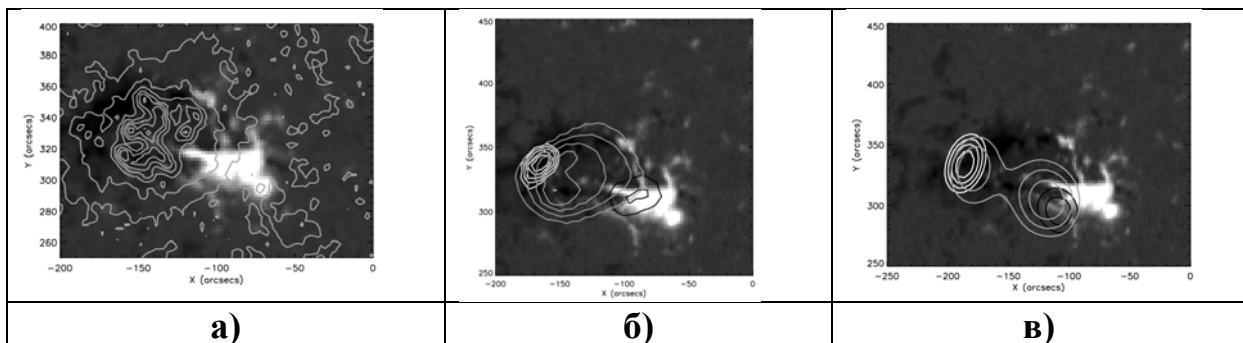


Рис. 3. МПИ группы III - АО 10319 (27.03.2003).

На рис. **4 а)** и **б)** представлены карты распределения яркостных температур на 17 и 34 ГГц, соответственно (выполнена конволюция; контуры (17 ГГц), и фон – ТI; внизу – шкала градации яркостных температур в К); **в)** – карта распределения спектрального индекса (с вычитанием фона спокойного Солнца) для 17–34 ГГц (внизу – шкала значений спектрального ин-

декса) для АО 10808 (10.09.2005). На картах яркостной температуры хорошо заметен горячий гиротронный источник, спектральный индекс которого (центрированные координаты ($\sim 30''$, $\sim 10''$) равен -1.

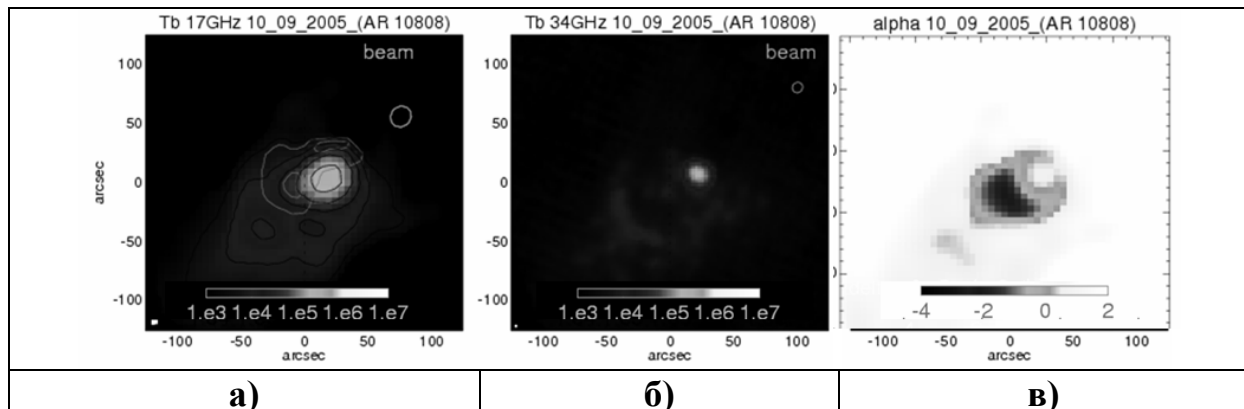


Рис. 4.

Выводы

1) МПИ, наблюдаемые в микроволновом диапазоне, типичны для биполярных и мультиполярных АО.

2) По наблюдениям на радиогелиографах (5.7, 17 and 34 GHz) МПИ можно разделить на три группы:

I. МПИ типа «галло», – наблюдаются на трёх частотах, спектр на частотах 17-34 ГГц – тормозное тепловое излучение; наблюдаются во вспышечных АО.

II. NLS или компактные МПИ, спектр которых можно уверенно отнести к гиротронному только при наблюдении на 34 ГГц горячего компактного источника; также наблюдаются во вспышечных АО.

III. МПИ, наблюдаемые только на 17 ГГц (источники теплового тормозного излучения), а также АО без МПИ на данных частотах, – характерны для спокойных АО.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-92204-ГФЕН.

Литература

1. Peterova N.G. // Bulletin of the Special Astrophysical Observatory, 1994, v. 38, p. 133.
2. Peterova N.G., Korzhavin A.N. // Bulletin of the Special Astrophysical Observatory, V. 44, 1997, p.71.
3. Kaltman, T.I.; Korzhavin, A.N.; Peterova, N.G. // Solar Physics, 2007, Volume 242, Issue 1-2, p.125.
4. Sych R. A., Uralov A.M. and Korzhavin A.N., 1993 // Solar Phys., 144, p.59.
5. Uralov, A. M.; Nakajima, H.; Zandanov, V.G.; Grechnev, V.V. // Solar Physics, Vol. 197, Number 2, 2000, p.275.
6. Uralov, A.M., Rudenko, G.V., Rudenko, I.G. // Publications of the Astronomical Society of Japan, 2006, Vol.58, No.1, p. 21.
7. Smolkov G.Ya., A.M. Uralov, I.A. Bakunina // Geomagnetism and Aeronomy, 2009, Vol. 49, No. 8, p. 1101.

ОПЫТ ИНДИКАЦИИ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ДЕНДРОХРОНОЛОГИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ НА ТЕРРИТОРИИ ВОСТОЧНОЙ СИБИРИ

Балыбина А.С.¹, Караханян А.А.²

¹*Институт географии им. В.Б. Сочавы СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Институт Солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

GEOMAGNETIC ACTIVITY INDICATION BY DENDROCHRONOLOGICAL METHODS IN EAST SIBERIA

Balybina A.¹, Karakhanyan A.²

¹*V.B. Sochava Institute of Geography SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia*

We study dynamics of tree ring widths and geomagnetic activity variations, which may be useful for analysis of casual relations between observed climatic changes. Oscillations of the tree-ring increments in tree-rings series of East Siberian conifers and atmospheric circulation processes over periods of high and low geomagnetic activities were analyzed. Variations of the tree-ring increments and geomagnetic activity were found to be inversely correlated. The power of the tree-rings relation to the atmospheric circulation is proportional to the level of geomagnetic disturbances. The cyclones are frequently displaced on Siberian territory and intensive cyclonic activity in the regional atmosphere is observed when geomagnetic activity is higher than average.

В настоящее время большое внимание уделяется проблеме изменения климата на планете и поиску причин наблюдаемых изменений с целью их дальнейшего прогнозирования. Наряду с изучением отдельных климатических параметров несомненный интерес представляют комплексные (интегрирующие) характеристики климатических условий. Такими могут являться, в частности, годовые кольца деревьев, выступающие как интеграторы влияния внешних условий. Внешние факторы, способные влиять на изменения климата Земли, могут носить как естественный характер, связанный, в первую очередь, с влиянием Солнца, так и являться результатом хозяйственной деятельности человека. Солнце является основным источником энергии на планете, поэтому проблема влияния солнечной активности на процессы нижней атмосферы интересует исследователей уже около столетия.

Активные процессы на Солнце создают возмущения в околоземном пространстве, и, как следствие, возникают магнитные или геомагнитные бури. Исследование динамики ширины годовых колец деревьев и вариаций геомагнитной активности может быть полезно при анализе причинно-

следственных связей наблюдаемых климатических изменений, в развитии многофакторного моделирования.

В данной работе проведено исследование динамики ширины годовых колец хвойных Восточной Сибири и циркуляционных процессов в атмосфере в периоды низкой и высокой геомагнитной активности. Геомагнитное поле представлено планетарными высокоширотными индексами Aa , AE и среднеширотным индексом Ap –

<http://www.ngdc.noaa.gov/seg/geomag/data.shtml>.

Выборка величин уровня геомагнитной активности произведена как отклонения среднегодовых значений геомагнитных индексов от среднего значения (Aa' , AE' , Ap') за рассматриваемый период. Для исследования изменений атмосферных процессов в регионе применена типизация синоптических процессов Б.Л. Дзердзеевского.

Проведенный анализ показал, что долговременные изменения прироста годовых колец хвойных обратно связаны с вариациями геомагнитной активности (табл. 1).

Таблица 1.

Коэффициенты корреляции (r) между 5-летними скользящими средними значениями ширины годовых колец хвойных деревьев Восточной Сибири и индексов геомагнитной активности.

σ_r – квадратичная ошибка коэффициентов корреляции.

	Братск		Аршан		Сарма 1		Сарма 2	
	r	σ_r	r	σ_r	r	σ_r	r	σ_r
Aa	-0,54	0,10	-0,46	0,09	-0,47	0,09	-0,51	0,09
AE	–	–	-0,52	0,13	-0,74	0,11	-0,72	0,11
Ap	-0,62	0,09	-0,50	0,09	-0,21	0,12	-0,21	0,12

Таблица 2.

Корреляционные функции (r) древесно-кольцевых серий Восточной Сибири при уровне геомагнитной активности выше среднего за период с 1932 по 2004 гг.

σ_r – квадратичная ошибка коэффициентов корреляции.

	Братск		Аршан		Сарма 1		Сарма 2	
	r	σ_r	r	σ_r	r	σ_r	r	σ_r
$Aa > Aa'$	–	–	-0,2	0,18	-0,3	0,18	-0,4	0,17
$AE > AE'$	–	–	-0,4	0,20	-0,3	0,21	-0,3	0,21
$Ap > Ap'$	-0,15	0,18	-0,05	0,18	-0,15	0,18	-0,3	0,17

Таблица 3.

Корреляционные функции (r) древесно-кольцевых серий Восточной Сибири при уровне геомагнитной активности ниже среднего за период с 1932 по 2004 гг.

σ_r – квадратичная ошибка коэффициентов корреляции.

	Братск		Аршан		Сарма 1		Сарма 2	
	r	σ_r	r	σ_r	r	σ_r	r	σ_r
$Aa < Aa'$	-0,4	0,17	-0,4	0,15	-0,2	0,16	-0,2	0,16
$AE < AE'$	–	–	-0,65	0,18	-0,5	0,21	-0,5	0,21
$Ap < Ap'$	-0,5	0,16	-0,4	0,15	-0,1	0,16	-0,05	0,16

При этом эффективность связи ширины годичных колец хвойных пород деревьев и циркуляционных процессов в атмосфере изменяется в зависимости от уровня геомагнитной возмущенности (табл. 2, 3). На фоне геомагнитной активности выше среднего уровня происходят частые смещения циклонов на территорию Сибири, и наблюдается развитие интенсивной циклонической деятельности в атмосфере региона. Выходы циклонов осуществляются вдоль Дальневосточного побережья Азии и пополняют Але-

утскую депрессию. Одновременно полярные вторжения происходят по двум направлениям: на районы Европы и Тихого океана. На фоне геомагнитной активности ниже среднего уровня наблюдается развитие обширной области пониженного давления, охватывающей большую часть внетропических широт северного полушария. В атмосфере Сибирского региона устанавливается зональная циркуляция. При этом формируются оптимальные для жизни хвойных пород деревьев гидротермические условия.

РАСЧЕТ ПРОФИЛЕЙ СТОКСА ЛИНИЙ СО СЛОЖНЫМ РАСЩЕПЛЕНИЕМ И МАЛЫМ ФАКТОРОМ ЛАНДЕ В СПЕКТРАХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Баранов А.В.

УАФО ДВО РАН, Уссурйск, baranov@utl.ru

CALCULATION OF STOKES PROFILES OF THE LINES WITH COMPLEX SPLITTING AND SMALL LANDES FACTOR IN SUNSPOTS SPECTRUM

Baranov A.V.

UAFO FEBRAS, Ussuriisk, baranov@utl.ru

For sunspot magnetic field measurements often make use of lines with small Landes factor, such as FeI $\lambda\lambda$ 609.37 ($g = 1/3$) and 6093.44 ($g = -1/4$), line 2) nm. They have equal sign of splitting in sunspots. We have carried out calculation of this profile lines. If the temperature gradient is smaller, the line 2 showed other sign of splitting Effective g-factor of the line is calculated for the case of emit. If the lines profile are given of Unno's formula for absorb case and weakest σ -component have $\eta_0 \sim 10$ the "solar" value of $g \approx 0.6$.

Измерения напряженности магнитного поля H и лучевых скоростей V_z в солнечной атмосфере обычно проводятся по триплетным спектральным линиям с большим фактором Ланде g . Такой выбор не всегда оптимален. Так, магнитографические калибровки для часто используемых линий FeI $\lambda\lambda$ 525.02 и 630.25 нм при измерениях H в солнечном пятне могут давать неоднозначные результаты. Для измерений H и V_z в областях сильного магнитного поля бывает предпочтительнее использовать линии с малым g . Но почти все они имеют сложную структуру расщепления, что может вносить погрешности в результаты измерений [2–4]. Покажем это на примере линий мультиплета №1177 FeI $\lambda\lambda$ 609.365 (линия 1, $g_{\text{eff}} = 0.33$) и 609.437 (линия 2, $g_{\text{eff}} = -0.25$) нм. Анализ спектров 10 пятен [5] показал, что профили круговой поляризации линий (r_v -профили), как правило, имеют один знак расщепления. При этом форма r_v -профилей линии 2 отличается от их обычной формы. Подобные результаты получены и в [7].

Будем искать причину такого несоответствия в особенностях расщепления линии 2. Её структура расщепления согласно [6] имеет вид:

$$\frac{(-11, 0), -7, 4, 15}{6}$$

с интенсивностью компонент

$$\frac{(6, 4), 6, 3, 1}{20}$$

Этот расчет выполнен для линии излучения. В условиях солнечной фотосферы он отражает структуру коэффициента поглощения в линии, но не профиль линии поглощения. Сказанное поясним на простом примере. Предположим, что профили линий описываются формулами Унно [3], магнитное поле продольно, $\mu = \cos\theta = 1$, а $\beta_0 \gg 1$. Пользуясь формулами работы [3] запишем (обозначения общепринятые):

$$r_v = 0.5 * [1/(1 + \eta_r) - 1/(1 + \eta_l)]. \quad (1)$$

Запишем формулу Миннарта для модели атмосферы Милна-Эддингтона [8]:

$$r_i(\lambda) = 1/(1 + \eta_0 * H(a, \lambda)), \quad (2)$$

$r_i(\lambda)$ – остаточная интенсивность линии на длине волны λ , η_0 – отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре, $H(a, \lambda)$ – функция Фойгта, a – постоянная затухания. В формуле (1) мы имеем разность профилей, соответствующих формуле (2) и относящихся к профилям линии в разных поляризациях.

Если в линии происходит полное разделение компонентов расщепления, формула (2) справедлива для каждого из компонентов в отдельности. Предположим для самого слабого из σ -компонентов линии величину $\eta_0 \sim 10$, что для моделей пятна близко к истине. У всех трех компонентов глубины d_i будут больше 0.9, т. е. близки. По аналогии с линией излучения определим эффективный фактор Ланде линии поглощения по формуле

$$g_{\text{eff}} \approx (\sum g_i * d_i) / (\sum d_i),$$

где приведены глубины компонентов линии поглощения. При $\eta_0 = 10$ имеем положительное значение $g \approx 0.62$. Это показывает, что возможна такая модель пятна, в которой линия 2 имеет профили Стокса, не соответствующие g_{eff} линии излучения.

Для анализа эффекта мы выполнили расчеты r_v -профилей линии 2 для случаев продольного и поперечного магнитного поля по формулам Д.Н. Рачковского [10]. Значения H принимались равными 1500, 2100 и 2600 Э, угол наклона силовых линий магнитного поля к лучу зрения $\gamma = 0^\circ$ и 90° .

В [1] получено, что при малых расщеплениях спектральной линии положение максимума r_v -профиля слабо зависит от H и γ а, в основном, определяется её доплеровской полушириной. В нашем случае малый g_{eff} не означает, что расщепление линии в пятне является малым, поскольку фактор Ланде каждого отдельного компонента довольно значителен и в линии присутствуют значительно смещенные от её центра компоненты. В этом случае понятие «эффективный фактор Ланде» теряет смысл.

Возникает вопрос о возможности использования g_{eff} для линий со сложным расщеплением, не имеющих компактных групп σ -компонентов, для измерения больших H . Подобный вывод был получен нами при анализе профилей Стокса линий со сложной структурой расщепления в [3].

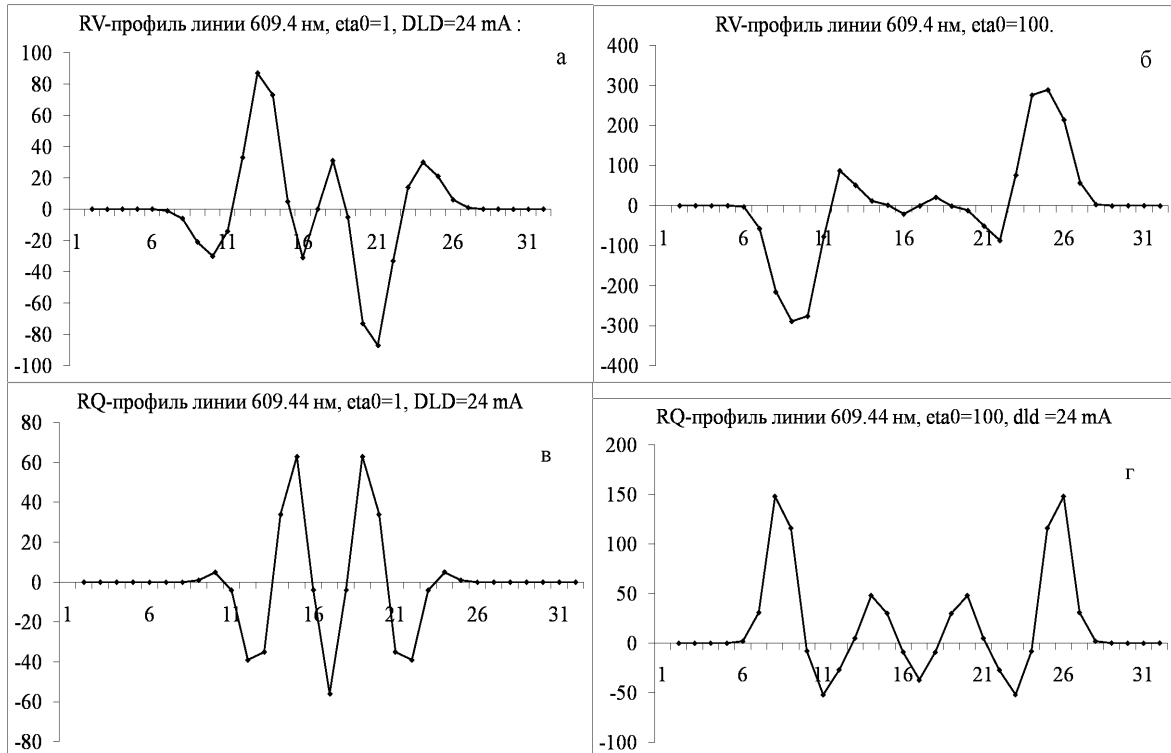


Рис. 1. По оси X отложены значения в пикселах, $1\text{п} = 4 \text{ m}\text{\AA}$, по оси Y – глубина профилей в тысячных долях непрерывного спектра.

Покажем это на конкретных примерах. На рис. 1 а, б приведены r_v -профили линии 2, рассчитанные для случая продольного поля $\gamma = 0^\circ$, $N = 2100 \text{ \AA}$, $\eta_0 = 1$ и 100 и доплеровской полуширины $\Delta\lambda_D = 24 \text{ m}\text{\AA}$. Мы видим, что при росте селективного коэффициента поглощения в линии происходит кажущееся изменение знака круговой поляризации.

На рис. 1 в, г показаны профили параметра линейной поляризации (r_q -профили) линии для случая поперечного, $\gamma = 0^\circ$, поля при $N = 2100 \text{ \AA}$, $\eta_0 = 1$ и 100 и $\Delta\lambda_D = 24 \text{ m}\text{\AA}$. Картина, которую показывают r_q -профили при росте селективного коэффициента поглощения в линии, также соответствует фиктивной смене знака фактора Ланде. При росте $\Delta\lambda_D$ происходит сглаживание расчетных r_v - и r_q -профилей, но качественно картина остаётся той же.

Это показано на рис. 2, где приведен r_v -профиль линии 2, рассчитанный для $\gamma = 0^\circ$, $N = 2100 \text{ \AA}$, $\eta_0 = 100$ и доплеровской полуширины $\Delta\lambda_D = 36 \text{ m}\text{\AA}$.

Следовательно, r_v - и r_q -профили сильно зависят от η_0 и $\Delta\lambda_D$. Очевидно, что подбирая эти параметры (включая также коэффициент потемнения к краю солнечного диска β_0 , который влияет только на глубину, но не форму r_v - и r_q -профилей), мы задаем определенную модель атмосферы, в данном случае Милна-Эддингтона, которая полностью объясняет наблюдаемую форму r_v -профиля, не предполагая нарушений LS-связи. Понятно,

что и существующие модели атмосферы пятна могут показывать картину кажущегося изменения знака фактора Ланде на положительное значение.

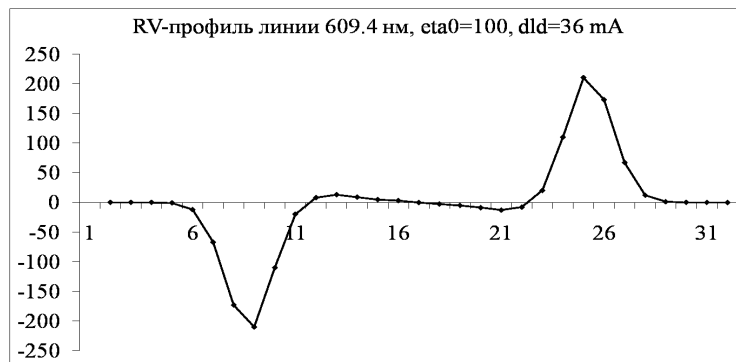


Рис. 2. Пояснения в тексте.

Подобная картина подтверждает данные работы [3] о том, что при использовании в измерениях солнечных магнитных полей линий со сложной структурой расщепления необходимо сравнение их измеряемых r_v -профилей с рассчитанными. Наличие в спектрах пятна r_v -профилей линии 2 разного знака объясняется вполне реальными физическими условиями. Заметное изменение величины η_0 линии может быть в двухкомпонентной модели пятна [9] при изменении концентрации светлых элементов.

Работа выполнена при поддержке Программы № 16 Президиума РАН и грантов ДВО РАН 09-I-П7-01, 09-II-СО_2-002, 09-III-A-02-49.

Литература

1. Баранов А.В. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2005. Вып. 8. С. 3–14.
2. Баранов А.В. // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование её геофизических проявлений. XI Пулковская международная конференция по физике Солнца. Труды. Санкт-Петербург. 2007. С. 27–30.
3. Баранов А.В., Григорьев В.М. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. Вып. 9. С. 5–12.
4. Баранов А.В., Лазарева Л.Ф. // Там же, 2006, вып. 9. С. 20–33.
5. Баранов А.В., Лазарева Л.Ф., Можаровский С.Г. // Всероссийская конференция "Солнечно-земная физика", посвященная 50-летию создания ИСЗФ СО РАН. Тезисы докладов. Иркутск. 2010. С. 14.
6. Ельяшев М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. Москва: Государственное издательство физ. – мат. литературы, 1962. 892 с.
7. Лоцицкий В.Г., Шеминова В.Н. // Год астрономии: Солнечная и солнечно-земная физика. Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца. 5-11.07.2009. СПб, Тезисы докладов. С. 84.
8. Мустель Э.Р. Звездные атмосферы. Москва: Государственное издательство физ.-мат. литературы, 1960. 444 с.
9. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука. 1985. С. 256.
10. Рачковский Д.Н. // Изв. КрАО. 1962. Т.28. С.259–270.

О ВЕЛИЧИНЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭЛЕМЕНТАХ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Баранов А.В., Можаровский С.Г.

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН
Уссурийск, Россия, baranov@utl.ru*

ABOUT MAGNETIC FIELD STRENGTH VALUES IN THE FINE STRUCTURE ELEMENTS OF THE SOLAR ATMOSPHERE

Baranov A.V., Mozharovsky S.G.

*Ussuriisk astrophysical observatory FEBRAS
Ussuriisk, Russia, baranov@utl.ru*

The values of magnetic field strength H are determined from connection H and equivalent width W . The best connection took place if H is near 600 Oe for our fine structure elements of the model. But the best coincide between calculated and observed H took place for $H=1500$ Oe and magnetic fields gradient near 0.9-1.8 Oe/km (decrease with height). In such a way our model needs some correction.

Зависимость напряженности магнитного поля H от эквивалентной ширины W в фотосфере была обнаружена М. Семелем [7] в факелах. С.И. Гопасюком [3], а также В.Г. Лозицким и Т.Т. Цапом [5] найдена тесная связь H и W в невозмущенных областях Солнца.

В работе изучается роль магнитного поля и его градиента по высоте в построении температурной модели элемента тонкой структуры фотосферы (ТС-элемента), для которой выполняется существующая связь H и W . При расчетах профилей спектральных линий использовалась система уравнений переноса излучения в магнитном поле, учитывающая аномальную дисперсию. Интегрирование уравнений велось методом Рунге-Кутты с переменным шагом.

При расчетах использованы опубликованные в [3,7] данные измерений. Выбрана 21 спектральная линия, данные о них приведены в табл. 1 (обозначения общепринятые). Для этих линий выполнен анализ величин K_i – расчетных площадей профилей круговой поляризации r_v , нормированных на площадь r_v –профиля линии Fe 1 λ 525.35 нм. K_i , рассчитанные для модели [1], сравнивались с аналогичными величинами наблюдаемых профилей линий.

Для определения соответствия расчетных и измеряемых K_i использованы три параметра связи: S_1 – среднее по линиям отношение рассчитанных и наблюдаемых K_i , S_2 – среднеквадратичное отклонение K_i измеряемых профилей от теоретических:

$$S_2 = \frac{1}{n} \sqrt{\sum (K_{in} - K_{ip})^2} = \min$$

и коэффициенты их корреляции S_3 . В формуле K_{in} – наблюдаемое, K_{ip} – рассчитанное значение K_i . Выражение используется во многих работах (см., напр. [6]) для согласования экспериментальных и теоретических профилей линии. Параметры связи определялись для величин N от 100 до 2200 Э на уровне $\lg \tau = 1$ (τ – оптическая глубина в атмосфере образования) и различных величин градиента: на верхнем уровне модели величина N изменялась от её значений на нижнем до 0.

Таблица 1.

№	Линия λ , Å	$Lg(gf)_i$	ϵ_i , эВ	Факт. Ланде	$Lg W$	K_{in}	Источник
1	5145.1	-3.22	2.20	1.833	1.64	0.69	[3]
2	5162.3	-0.10	4.18	1.400	2.19	1.49	“-“
3	5166.3	-4.20	0.00	1.800	2.06	1.22	“-“
4	5193.0	-1.03	0.02	1.083	1.90	1.03	“-“
5	5217.4	-1.19	3.28	1.500	2.01	1.35	“-“
6	5219.7	-2.03	0.02	1.500	1.40	0.58	“-“
7	5229.9	-1.10	3.28	1.500	2.09	1.41	“-“
8	5247.1	-4.95	0.09	2.000	1.78	0.63	“-“
9	5250.2	-4.94	0.12	3.000	1.81	0.55	“-“
10	5253.5	-1.72	3.28	1.500	1.90	1.00	“-“
11	5269.5	-1.32	0.86	1.200"	2.68	2.28	“-“
12	5302.3	-0.89	3.28	1.500	2.20	1.62	“-“
13	5324.2	-0.32	3.21	1.500	2.52	2.22	“-“
14	5367.5	0.23	4.41	0.875"	2.20	1.81	“-“
15	5397.1	-1.99	0.91	1.425"	2.38	2.20	“-“
16	5225.5	-4.79	0.11	2.250"	1.85	0.71	[7]
17	5226.9	-0.77	3.04	2.167"	2.20	2.09	“-“
18	5242.5	-1.00	3.63	1.000"	1.90	1.21	“-“
19	5243.8	-1.25	4.26	1.500"	1.80	0.74	“-“
20	5250.6	-2.19	2.20	1.500"	2.02	1.42	“-“
21	5232.9	-0.10	2.94	1.300"	2.54	2.25	“-“

Основные особенности, выявленные при расчетах, приведены в табл. 2. В первой графе таблицы дана напряженность магнитного поля на нижнем уровне, принятом в расчетах, $\lg \tau = 1$ и верхнем, $\lg \tau = -4$. Изменение поля с логарифмом оптической глубины предполагалось линейным.

Можно отметить, что при любом заданном значении поля существует высокая корреляция наблюдаемых и рассчитанных величин магнитного поля. Исключения из этого правила подчиняются следующим закономерностям:

Если $H = 1500\text{--}2000$ Э на нижнем уровне модели, уменьшение S_3 отмечено при увеличении разности поля на верхнем и нижнем уровнях, $\Delta H \geq 1000$ Э. При меньших ΔH величина S_3 находится в пределах 0.966-0.983. В случае однородного поля мы имеем такой же высокий коэффициент S_3 при самых разных величинах H , от 2000 до 100 Э. Уменьшение S_3 сопровождается уменьшением параметра S_1 . При этом заметно растет параметр S_2 .

Из анализа приведенных в таблице значений параметров связи следует, что величина H в нашей модели ТС-элемента может быть практически любой, от 100 до 2000 Э. В итоге, сравнение наблюдаемых и расчетных H не дает однозначного ответа на вопрос о величине магнитного поля в ТС-элементах. Следовательно, необходимо ввести дополнительные критерии сравнения линий.

При изучении тонкой структуры с помощью сравнения напряженности поля в разных спектральных линиях наибольший наблюдательный материал был получен при анализе H в линиях железа 5247.1 и 5250.2 Å. Отношение в этих линиях обозначим как K . Эта величина изучалась в работах М.Л. Демидова и др. (см. напр. [4]) для крупномасштабных магнитных полей. В невозмущенной фотосфере величину K можно получить из работы С.И. Гопасюка [3]. Величина K в первом случае составляет 1.092, во втором – 1.145, т.е. значения достаточно близки.

Таблица 2.

Интервал H	S_1	S_2	S_3	K
2000-0	0.685	0.327	0.854	1.31
2000-500	0.871	0.233	0.953	1.32
2000-1000	0.933	0.186	0.966	1.37
2000-1500	0.974	0.231	0.979	1.45
2000-2000	1.006	0.244	0.983	1.46
1500-500	0.894	0.206	0.966	1.26
1500-1000	0.961	0.168	0.973	1.31
1500-1500	1.006	0.212	0.973	1.39
100-100	1.039	0.196	0.983	1.02
200-200	1.042	0.206	0.978	1.05
300-300	1.039	0.193	0.979	1.06
600-600	1.030	0.188	0.968	1.09
800-800	1.024	0.189	0.978	1.18
1000-1000	1.017	0.194	0.979	1.24

В табл. 2 приведены значения K для соответствующих значений H . Заметно, что при больших H величины K значительно больше, чем это следует из наблюдений. При $H \leq 500$ Э величины K меньше наблюдаемых. Экспериментальные K согласуются с рассчитанными для однородного поля H в пределах от 600 до 800 Э, то есть при полях значительной величины, но меньших, чем обычно принимаемые значения 900–1200 Э [4].

Причина указанных различий, на наш взгляд, достаточно проста. Подбор распределения температуры с использованием параметров круговой поляризации спектральных линий выполнен в предположении, что $H \sim 600$ Э и не изменяется с высотой. Соответственно, решение обратной задачи – нахождение H по разработанной модели – привело к заданным при построении модели параметрам магнитного поля.

Тем не менее, анализ данных табл. 2 показывает, что наименьшая разность наблюдаемых и рассчитанных значений H , характеризуемая параметром S_2 , отмечается не при 600 Э, а когда H составляет 1500 Э на нижнем и 1000 Э на верхнем уровне граничных слоев в фотосфере, принятых при расчетах профилей линий. Подобные величины H дают возможность предполагать величину градиента напряженности магнитного поля примерно -0.9 Э/км (уменьшение с высотой). Если предположить на уровне $\lg \tau = 1$ величину $H = 2000$ Э, то минимальная величина S_2 отмечается при градиенте $dH/dz \sim -1.8$ Э/км, что неплохо согласуется с теоретическими моделями ТС-элемента.

В работе [2] нами отмечено, что расчет параметров связи по профилям спектральных линий, рассчитанных с учетом аномальной дисперсии, показывает, что наша модель [1] нуждается в некоторой коррекции в сторону уменьшения температуры и изменения её градиента по высоте. Мы предполагаем, учитывая эти обстоятельства, построить температурную модель ТС-элемента, пригодную для более значительных величин напряженности магнитного поля и его градиента. Вопрос, несомненно, требует тщательного анализа.

Авторы благодарны Н.Н. Барановой за помощь в расчетах и подготовке рукописи работы.

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

Литература

1. Баранов А.В., Баранова Н.Н. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 3-14.
2. Баранов А.В., Баранова Н.Н., Можаровский С.Г. // Всероссийская конференция "Солнечно-земная физика". Тезисы докладов. Иркутск. 2010. С. 14.
3. Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т.72. С.159-171.
4. Демидов М.Л., Верецкий Р.М., Пещеров В.С. // Солнечно-земная физика. 2004. Вып.6. С.29-31.
5. Лозицкий В.Г., Цан Т.Т. // Кинематика и физика небесных тел. 1989. Т. 5, №1. С.50-58.
6. Keller C.U. et al. // Astron. and Astrophysics. 1990. V. 233, N2. P. 583-597.
7. Semel M. // Astron. and Astrophysics. 1981. V.97, N1. P. 75-78.

КОЛБА ФИЦРОЯ (ШТОРМГЛАСС) КАК ИНДИКАТОР КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ – НОВЫЕ ДАННЫЕ

Барановский Э.А., Тарашчук В.П., Владимирский Б.М.
НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Крым, Украина

THE FITZROY RETORT (SHTORMGLASS) AS COSMIC WEATHER INDICATOR – NEW DATA

Baranovsky E.A., Tarashchuk V.P., Vladimirskij B.M.
Crimean astrophysical observatory, Crimea, Ukraine

The influence of cosmic weather and geophysical phenomena on processes of crystallization of material in Fitzroy retort (shtormglass) is investigated. The Dynamic index reflects a growth of crystals and its dependence on the approach of a meteorological front or change of geophysical index A_p , flare index and the flux of 10.7 sm. The periods of dynamic index variation have been detected in the power spectrum which coincide with the periods from cosmic, sun and geophysical phenomena.

В настоящее время имеются четкие указания на то, что ряд физико-химических процессов реагирует на изменения космической погоды и ее проявления на Земле. В этой связи уместно упомянуть работы Дж. Пиккарди, Г. Бортельса, исследования унитарного теста Соколовского, наблюдения с малоизвестным оригинальным прибором – кольцаром Лазарева [1]. Наше внимание привлек прибор штормгласс или колба Фицроя (КФ). Он упоминается в документах с 1725 г. как своеобразный метеорологический прибор на кораблях. Капитан корабля дарвиновской экспедиции "Биггл", адмирал Роберт Фицрой (1805–1865), английский гидрограф и метеоролог, был пионером метеорологических исследований. Он применял штормгласс наряду с обычными барометрами для предсказания погоды во время плавания. Ему принадлежит подробное руководство для расшифровки его показаний [2]. Фицрой высказал предположение о том, что причиной изменения поведения раствора в колбе являются какие-то неизвестные электрические явления, возникающие при прохождении метеофронтов.

В середине 90-х гг. XX столетия группа исследователей при Симферопольском университете на основании различных литературных источников рецептов реставрировала прибор. Они создали несколько небольших партий КФ, отличавшиеся различным количеством веществ в наборе компонентов, порядком их растворения. Поэтому КФ из разных серий отличаются чувствительностью, что будет исследовано в дальнейшем. Компонентами были два раствора: камфоры в спирте двойной очистки (в старинных КФ – хлебное вино) и хлористого аммония и азотнокислого калия в водах из различных источников. Растворы сливались в ампулы, которые сразу же запаивались.

Наблюдения начинались в августе 1995 года с одним прибором (сейчас их 8). КФ из разных партий были размещены в помещении в затененном месте. Ежедневно в 10.5h и 22.5h ($\pm 0.5h$) (местное время) снимались отсчеты уровня осадка или кристаллов (динамический индекс – ДИ) по миллиметровой шкале, размещенной рядом с ампулой так, что ее нижний край соответствует нулевому значению шкалы (точность отсчетов ± 1 мм). Одновременно с ДИ регистрировались давление P , температура T , и ее суточные перепады в помещении не превышают $1\text{--}2^\circ\text{C}$. Массив всех данных содержит более 30000 измерений.

В самом начале мы убедились, что характер изменения ДИ от трех разных штормглассов практически совпадает, хотя абсолютная величина отсчетов зависит от чувствительности приборов. Затем нам удалось найти наблюдения за несколько месяцев, выполненных в Челябинске (3000 км) и сравнить с выполненными нами в Крыму за тот же период. Две кривые показали синхронные изменения показаний (совпадение \max и \min). Это указывает на то, что КФ реагирует не только на местное изменение метеоусловий, но и на какой-то глобальный для всей Земли фактор – т.е. на космическую погоду или земные процессы, от нее зависящие.

Так как в КФ наблюдается рост и растворение кристаллов, то исследовался температурный эффект с выборкой данных для промежутков времени от 2 до 7-9 лет. Внесенные в ДИ поправочные коэффициенты не влияют на характер изменения кривых, меняется только величина экстремумов. Это демонстрирует рис. 1.

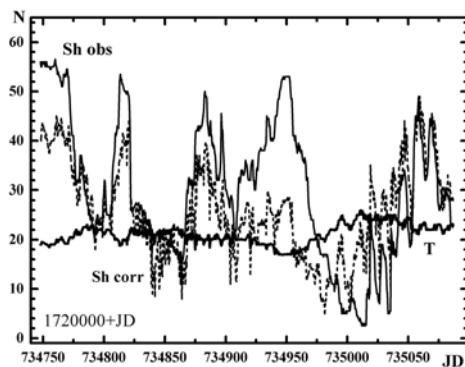


Рис. 1. Динамический индекс наблюдаемый (верхняя кривая) и исправленный за T (штриховая линия), ход температуры в условной шкале.

Первоначально по показаниям КФ судили о предстоящих перепадах давлений и направлении ветров в месте наблюдений перед изменением погоды. Наши наблюдения позволили проверить поведение ДИ перед приходом фронтов циклонов и антициклонов, используя метод наложения эпох. На рис. 2а и 2б показан ход ДИ за период 1999-2000 гг. перед приходом атмосферных фронтов.

Для величины давления P ниже 713 мм. (рис. 2а) было найдено 32 таких случая, взятых в качестве реперного события. (P в нашем пункте наблюдений на высоте 600 м может изменяться от 690 до 740 мм). На начало резкого падения P приходится пик ДИ Sh . Минимальное P отмечается при-

мерно через 2.5 дня после максимального показания Sh. Значение Sh для того же промежутка времени перед приходом антициклона с P выше 725 мм (Рис. 2б) достигает min примерно за 4 дня до max P. Характер зависимостей сохраняется, если сопоставления проводить для временных рядов меньшей или большей длины. Ясно, что динамика метеотропных реакций зависит от различных электромагнитных полей, сопровождающих прохождение циклонов или антициклонов.

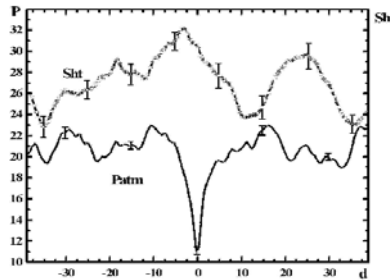


Рис. 2а.

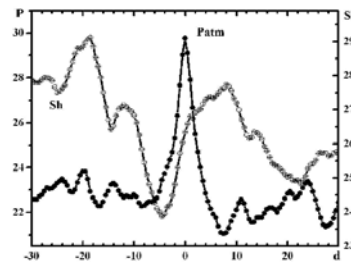


Рис. 2б.

Для сопоставления изменений ДИ Sh и геофизического индекса Ap в качестве реперного события были отобраны магнитные бури с Ap более 70 нТ. Они приходились на время падения Sh - Рис 3а. В широком минимуме кривой индекса Sh отмечаются колебания меньшей амплитуды, возможно связанные с метеорологическими факторами. Вблизи максимума Ap всегда наблюдается небольшой максимум Sh.

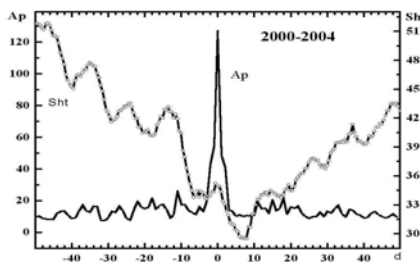


Рис. 3а.

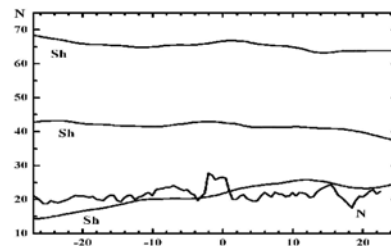


Рис. 3б.

Чтобы убедиться в реальности полученного результата, значения Ap были заменены случайными числами от 1 до 1000 с реперным событием, когда случайные числа превышали 900. Нормализованные значения для трех различных выборок Sh приведены со смещением по оси Y на Рис 3б.

В результате анализа поведения ДИ Sh была обнаружена его чувствительность к изменениям не только P, Ap, но также других стандартных гео- и геофизических индексов – вспышечного Fl, излучения на волне 10,7 см, ионосферного. При этом получено указание на зависимость от фазы солнечной активности. Эти выводы достаточно веско подтверждаются пробным исследованием периодических изменений динамического индекса Sh.

Поиск периодов проводился с помощью стандартного алгоритма дискретного Фурье-преобразования для разных массивов, взятых из данных 1997–2007 гг. В семейство длинных и коротких периодов колебаний динамического индекса Sh присутствуют периоды, характерные для геофизиче-

ских и солнечных индексов. Точность их определяется величиной ряда, и для длинных периодов составляет 3-5 дней, для коротких 1 день. Наиболее значимыми оказались периоды 122, 158, 182, 360-363 и 440 дней. Первые два значения могут быть гармониками года. Период 158^d примерно совпадает с периодом следования вспышек $155^d \pm 5^d$; 122^d - очень близок к периоду в вариациях чисел Вольфа (120^d); 440^d близок к чандлеровскому колебанию полюса планеты, присутствующий в вариациях некоторых геофизических полей. Период 28 ± 2^d совпадает и с солнечным кэррингтоновским периодом, и с синодическим периодом Луны, влияние которой по предварительному исследованию, похоже, обнаружено. Временной анализ для более коротких интервалов (1-3 гг.) показывает практически те же периоды, но их амплитуды отличаются от предыдущего случая. Так как для рядов различной длины значения периодов могут отличаться на 1-2 дня, поэтому можно говорить о примерных значениях: около 23-24, 28-30, 40-41 и сопряженные с ними 88, 59 и 62 дней. Некоторые из найденных периодов известны из геофизики - период 62 дня известен для данных Ар индекса.

В семействе периодов около 27 суток почти все короткие периоды найдены также в тесте В.В. Соколовского.

Характер спектров и свертки указывают на то, что наблюдаемая картина является следствием нескольких налагающихся колебаний, каждое из которых переменное во времени. Последовательная картина годовых колебаний за 5 лет показала изменение амплитуд от года к году – т.е. с фазой солнечного цикла. Более подробный анализ периодичности изменений показаний КФ с учетом разных фаз солнечной активности, а также обнаруженного нами их сезонного хода будет детально изучено в дальнейшем.

Качественная модель процессов в колбе Фицроя связана с изменением свойств воды как результата ее чувствительности к изменениям магнитных и электрических земных полей, являющихся следствием солнечной активности, положения Земли в пространстве с секторной структурой магнитного поля в околоземном пространстве, мощных процессов на Солнце.

В эксперименте модулированное переменное магнитное поле 10 герц с амплитудой всего 0,6 нТл влияло на кинетику кристаллизации в водной среде [3]. Действующим физическим агентом на воду могут быть вариации э-м полей низкой и инфранизкой частоты космического и геофизического происхождения. Процессы в колбе Фицроя, зависящие от гео- и гелио процессов, хорошо согласуются с результатами аналогичной зависимости других веществ в других физико-химических системах. Поэтому колба Фицроя является удобным «физико-химическим радиоприемником», реагирующим на космическую погоду, изучение которой весьма трудоемко, и дорогостояще.

Литература

1. Химия и жизнь. 1979, №6, с. 71–76.
2. Фицрой Р. Практическая метеорология контрадмирала Фицроя. 1865. Санкт-Петербург.
3. Леденев В.В., Белова А.А., Рождественская З.Е., Тирас Х.П. Биоэффекты слабых переменных магнитных полей и биологические предвестники землетрясений. // Геофиз. Процессы и биосфера. – 2003. Т. 2. № 1. – С. 3–11.

КОРРЕЛЯЦИЯ НАКЛОНА ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Баринов А.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*ННГУ им.Лобачевского*

²*ФГНУ НИРФИ*

CORRELATION OF THE FREQUENCY SPECTRUM SLOPE AND POLARIZATION DEGREE OF MICROWAVE RADIATION IN SOLAR FLARE LOOPS

Barinov A.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod*

²*Radiophysical Research Institute*

The work is devoted to a study of the correlation of the frequency spectrum dynamics and the degree of circular polarization of microwave radiation from solar flares using data from the Nobeyama Radioheliograph. We compare the results of observations with a simulation of the dynamics of the frequency spectrum and polarization degree. It is shown that in some flares the polarization degree and frequency spectral slope correlate well with each other. This can be explained by the effect of self-absorption.

Задачей данной работы является сравнение динамики наклона частотного спектра ($\alpha = \log[F(f_2)/F(f_1)]/\log(f_2/f_1)$) и степени поляризации (P) в различных частях солнечных вспышечных петель на основе данных наблюдений радиогелиографа Нобейма (на частотах $f_1 = 17$ ГГц и $f_2 = 34$ ГГц) для выяснения свойств распределений ускоренных электронов.

В работе представлены результаты анализа события 12 августа 2002 года. Наличие данных радиогелиографа Нобейма с высоким пространственным разрешением (10'' на 17 ГГц и 5'' на 34 ГГц) позволило проанализировать поведение параметров излучения из различных участков вспышечных петель.

В результате проведенного сравнения установлено, что в ряде вспышек параметр α коррелирует во времени с величиной P для одних участков петли и изменяется независимо от P для других участков петли. Для иллюстрации на Рис. 1 показано сравнение спектрального индекса и степени поляризации в различных участках солнечных вспышечных петель для события 12 августа 2002 года.

На верхней панели Рисунка 1 изображены временные профили спектрального индекса из левого основания, из вершины и из правого основания вспышечной петли. Вертикальными линиями отмечены моменты максимума интенсивности микроволнового всплеска на двух частотах 17 и 34 ГГц. На нижней панели показана временная эволюция степени поляри-

зации для тех же самых участков вспышечной петли. Из рисунка видно, что всюду на фазе роста спектральный индекс увеличивается. Однако на фазе спада он ведет себя по-разному: в левом основании он вновь уменьшается, а в правом основании и вершине сначала увеличивается, а потом выходит на постоянное значение. Степень поляризации в левом основании коррелирует с параметром α , уменьшаясь по абсолютному значению на фазе роста и увеличиваясь на фазе спада. В правом основании и вершине ситуация иная: поляризация после уменьшения на фазе роста снова увеличивается на фазе спада.

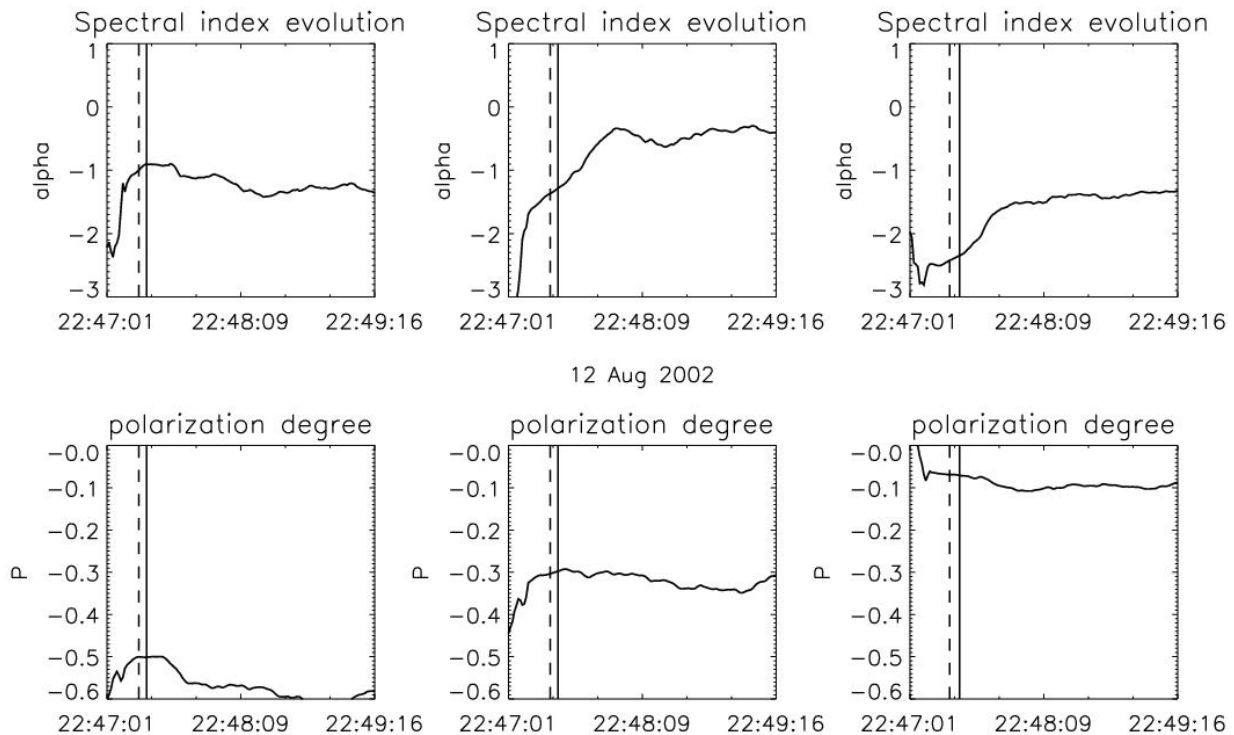


Рис. 1.

Мы считаем, что корреляция параметров α и P (уменьшение на фазе роста и увеличение на фазе спада интенсивности микроволнового всплеска), обнаруженная в левом основании, обусловлена вариациями числа накопленных во вспышечной петле энергичных электронов и связанными с ними вариациями оптической толщины (τ) гиротронного (ГС) источника. Для проверки этого предположения были промоделированы спектры гиротронного излучения для различных значений оптической толщины. В модели принято, что угол зрения между магнитным полем и лучом зрения один и тот же для всех участков источника, а распределение электронов по питч-углам изотропное. Временной профиль количества излучающих электронов имеет гауссову форму (Рис. 2).

Из рисунка 3 четко видно, что на том временном интервале, где значение оптической толщины $\tau \ll 1$, величина степени поляризации не изме-

няется. Однако, для значений $\tau \sim 1$ параметры α и P хорошо связаны между собой (антикоррелируют).

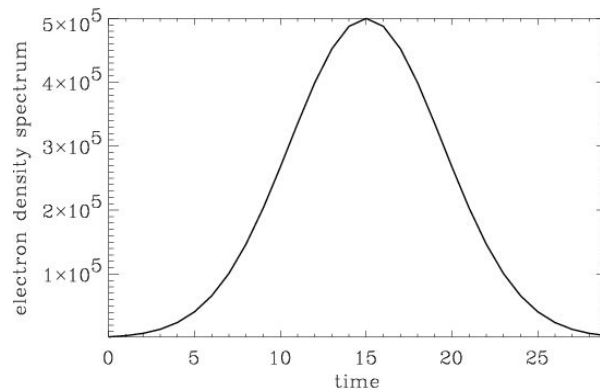


Рис. 2. Временной профиль концентрации излучающих электронов.

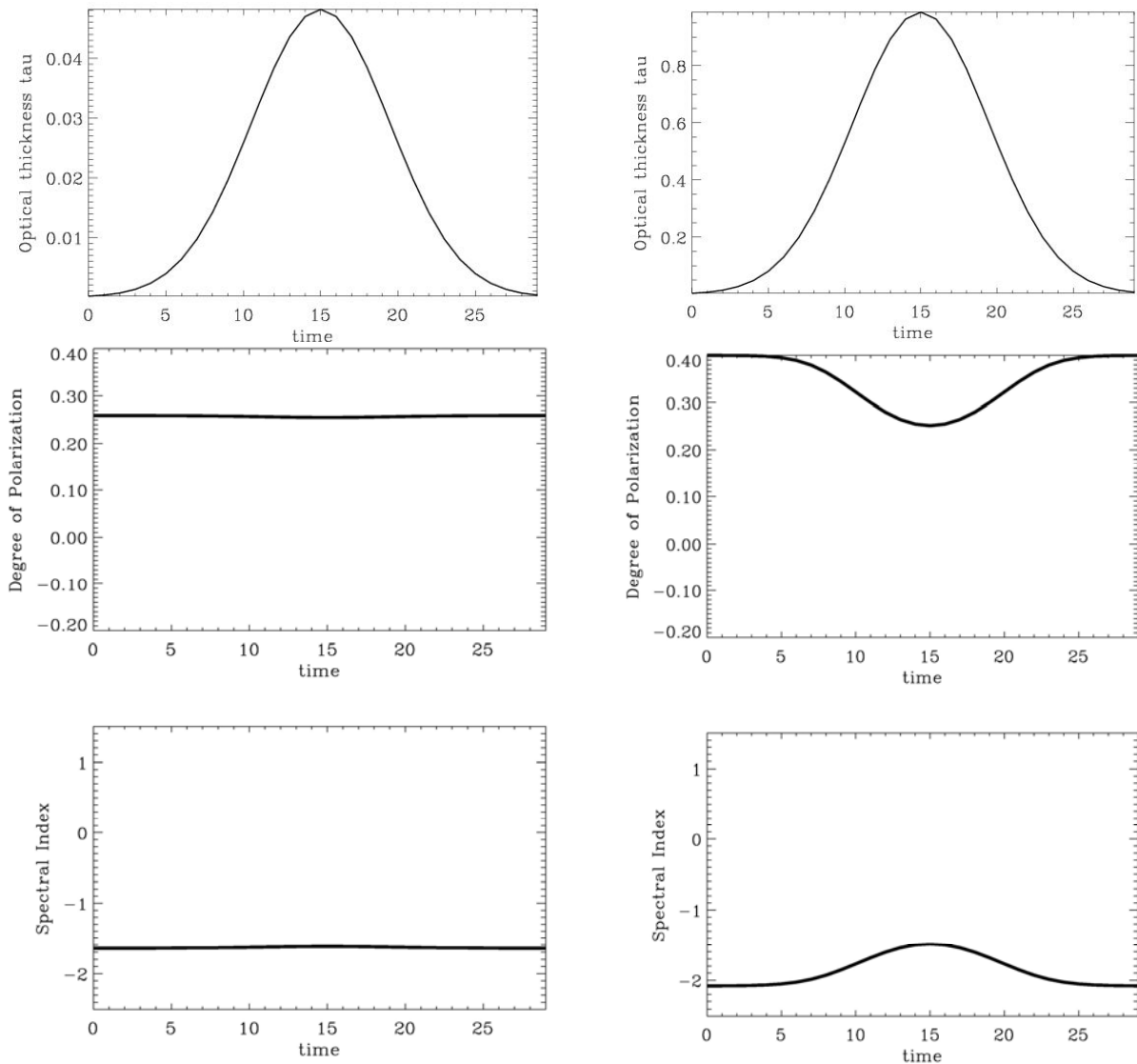


Рис. 3. Верхняя панель – временная эволюция оптической толщины τ (слева $\tau \ll 1$, справа $\tau \sim 1$); средняя панель – временной профиль степени поляризации; нижняя панель – временной профиль спектрального индекса.

Уменьшение спектрального индекса по абсолютной величине (переход от больших отрицательных значений к маленьким) на протяжении как фазы роста, так и фазы спада всплеска (наблюдаемое в вершине и правом основании) обычно связывают с динамическим уплощением энергетического спектра электронов в оптически тонких источниках ГС излучения [2]. Вместе с тем, для оптически тонкого источника теория предсказывает практически неизменяющуюся во времени степень поляризации, если энергичные электроны распределены изотропно. Однако, при возникновении питч-угловой анизотропии возможны заметные вариации степени поляризации [3], что скорее всего и определило динамику степени поляризации в вершине и правом основании.

Литература

1. *Fleishman G.D., and V.F. Melnikov.* – *Astrophysical Journal*, 2003, V. 587, PP. 823–835.
2. *Кузнецов С.А., Мельников В.Ф.* – В кн.: Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика – 2008" (6–12 июля 2008 г., ГАО РАН, Санкт-Петербург). С.193–196.
3. *Мельников В.Ф., Пятаков Н.П., Горбиков С.П.* – В кн.: Труды Всероссийской конференции «Год астрономии: Солнечная и солнечно-земная физика – 2009», Санкт-Петербург, Пулковое, 5–11 июля, с. 293–298.

ДИНАМИКА СПОКОЙНОГО СОЛНЦА ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ SDO

Беневоленская Е.Е.

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

DYNAMICS OF THE QUIET SUN INFERRED FROM THE NEW SOLAR OBSERVATORY SDO

Benevolenskaya E. E.

Pulkovo Astronomical Observatory, Saint Petersburg, Russia

The new data of the Solar Dynamics Observatory(SDO) let us to analyze the evolution of the solar magnetic fields with the resolution of about 1 arcsec in space and 45 sec in time. Here, the initial results of the analysis of the small-scale magnetic field (line-of-sight component) are presented. It is observed that clusters of small-scale magnetic fields produce the large-scale solar magnetic field due to the turbulent diffusion, differential rotation and meridional circulation. The role of the supergranulation convection in the forming of the large-scale magnetic field is discussed.

Введение

Солнечная космическая обсерватория SDO включена в международную программу Living with a Star и является ключевой наблюдательной базой для мониторинга солнечной активности из космоса. В ее состав включены три телескопа: AIA (Atmospheric Imaging Assembly, ultraviolet), EVE (The Extreme ultraviolet Variability Experiment , irradiance), HMI (Helioseismic and Magnetic Imager, velocity maps, magnetic field). HMI создан для изучения солнечных осцилляций и измерения магнитного поля Солнца на уровне фотосферы. Для этих целей измеряются доплеровграммы (поле скоростей), фильтрограммы в континууме и магнитное поле, как по лучу

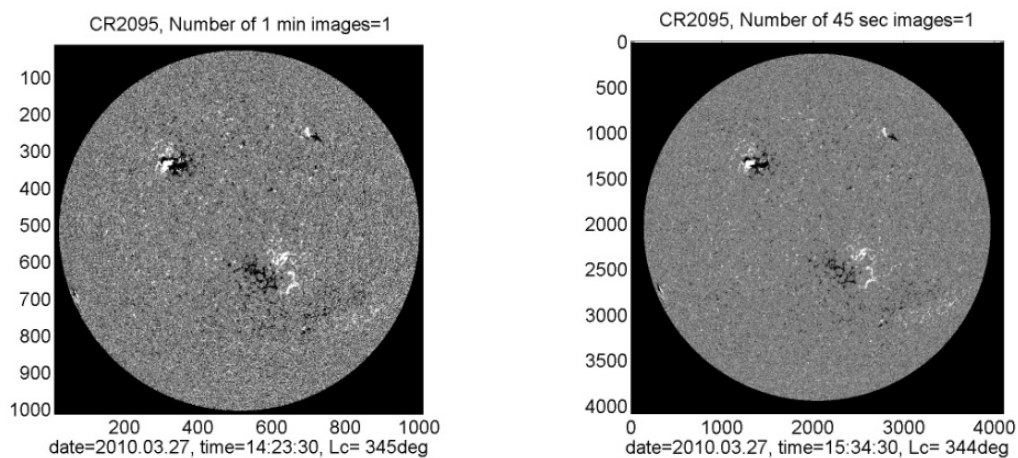


Рис. 1. Изображения магнитного поля по-лучу-зрения ($B_{||}$):
SOHO/MDI (слева) и SDO/HMI (справа).

зрения, так и векторное (параметры Стокса I, Q, U, V) в линии 6173 Å (<http://hmi.stanford.edu>). Пространственное разрешение составляет 1", а изображения полного диска Солнца составляют 4096×4096 пикселей. Рисунок 1 показывает распределение магнитного поля по лучу зрения в случае НМІ (справа) и, для сравнения, MDI (слева). Последнее изображение показывает более высокий уровень шума.

Мелкомасштабные магнитные поля

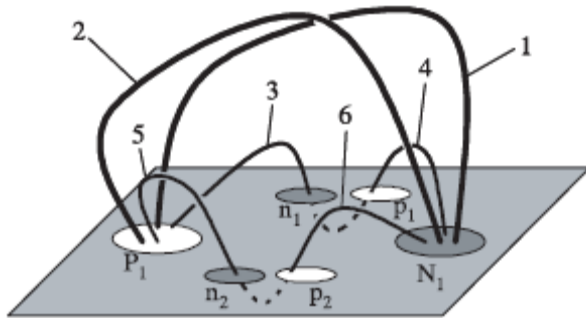


Рис. 2. Модель всплывающего магнитного потока. Белые и тёмные овалы представляют собой основания петель наблюдаемые в параметрах Стокса. Сплошные линии показывают магнитные трубки над фотосферой, пунктирная линия – под фотосферой (Otsuji et al., 2007).

сценарий, также, наблюдался Pariat et al. (2004) и численно исследовался в работе Isobe et al. (2007).

На основе исследования MDI магнитограмм для магнитных элементов в высокоширотных областях Солнца наблюдается схема всплывающего магнитного потока, предложенная Otsuji с коллегами (Беневоленская, 2010). Внутри магнитного элемента происходит всплытие нового потока, что обеспечивает достаточно долгое время его жизни (до нескольких суток).

Динамика отдельных магнитных элементов демонстрирует влияние супергрануляционной конвекции, и их перемещение по широте и долготе отражают роль меридиональной циркуляции и дифференциального вращения (Benevolenskaya, 2007, 2010). Однако данные НМІ позволяют проследить влияние супергрануляционной конвекции более детально.

Динамика магнитных элементов

Детальное НМІ изображение магнитного поля по лучу зрения для спокойного Солнца представлено на рисунке 3 (справа). В области спокойного Солнца присутствует большое число магнитных элементов обеих полярностей. На данном рисунке (справа) видно, что они образуют паутинку,

состоящую из светлых и тёмных цепочек. Формирование этих цепочек происходит благодаря процессам супергрануляционной конвекции, меридиональной циркуляции и дифференциальному вращению. Супергрануляционная конвекция приводит к слиянию мелкомасштабных элементов и образованию крупномасштабного поля. Напомним, что *супергранулами* называют ячеистые структуры, видимые в поле скоростей на уровне фотосферы. Их характерный размер составляет около 30 Мм, а время жизни – от нескольких часов до суток (Nathaway et al., 2009).

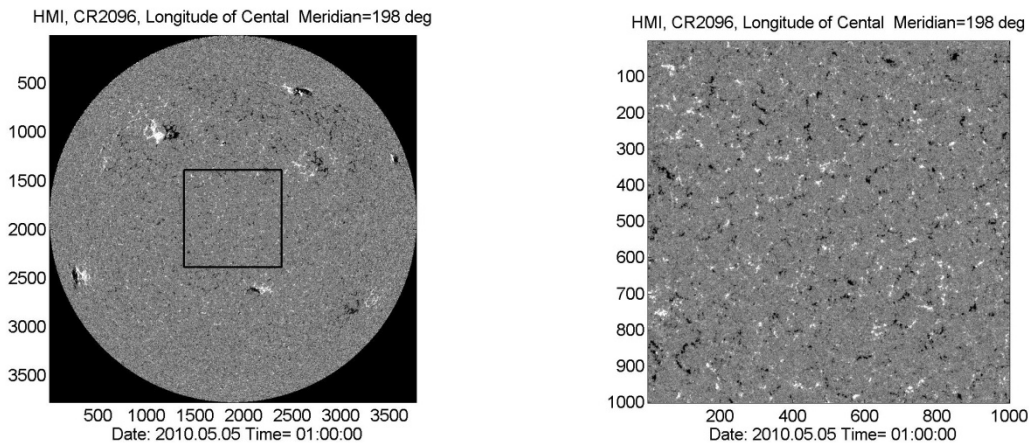


Рис. 3. Изображение полного диска Солнца, V_{\parallel} (слева) и топкая структура магнитного поля V_{\parallel} в центре диска (справа). Белый цвет соответствует положительной полярности, чёрный характеризует отрицательную полярность.

Для исследования динамики спокойного Солнца были проанализированы 920 HMI изображений магнитного поля по лучу зрения (около 12 часов наблюдений 5 мая 2010 года). Данный временной интервал позволяет проследить эволюцию магнитных элементов на временах порядка жизни супергранулы. На рисунке 4 представлены фрагменты синоптических карт. Карты построены с разрешением 0.1° по долготе и 0.001 по синусу широты, затем каждое изображение усреднено по 10 минутному интервалу и сглажено окном по 5×5 пикселей. На рисунке 4а кружком отмечены три магнитных элемента, они последовательно смещаются друг к другу и, практически через 10 часов образуют один магнитный элемент.

Таким образом, данный пример демонстрирует, что формирование магнитных элементов происходит не только в результате всплытия магнитного потока из-под фотосферы, но и за счёт транспорта магнитных полей на поверхности фотосферы. Для иллюстрации сложности динамики магнитных элементов, ниже, на рисунках 5 и 6, показаны: изменение площади (а), максимального значения магнитного поля (b), вращение (c) и меридиональное смещение (d) для двух произвольных магнитных элементов I и II. Для элемента I рост площади в первые два часа совпадает с ослаблением максимального значения $|V_{\parallel}|$, что говорит о диффузии магнитного

поля, но затем площадь уменьшается, а магнитное поле растет, т.е. происходит всплытие потока той же полярности. В последние часы одиннадцатичасовой выборки, площадь почти не изменяется, а значения $|V_{\parallel}|$ уменьшаются, следовательно, происходит диссипация магнитной энергии.

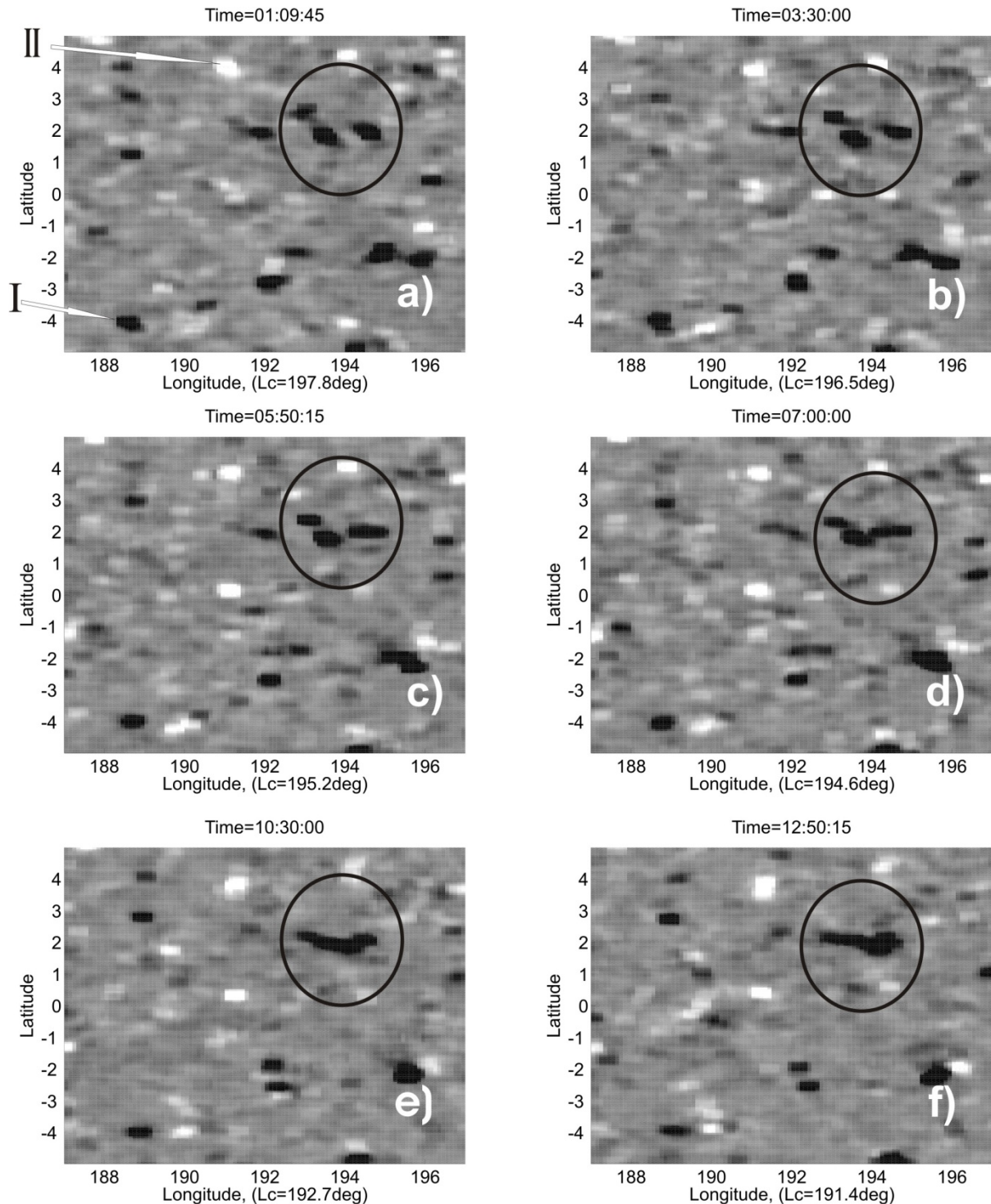


Рис. 4. Фрагменты синоптических изображений Солнца в Кэррингтоновской системе координат от -5° до $+5^{\circ}$ относительно экватора и центрального меридиана (a-f); Кружками и римскими цифрами отмечены рассматриваемые магнитные элементы.

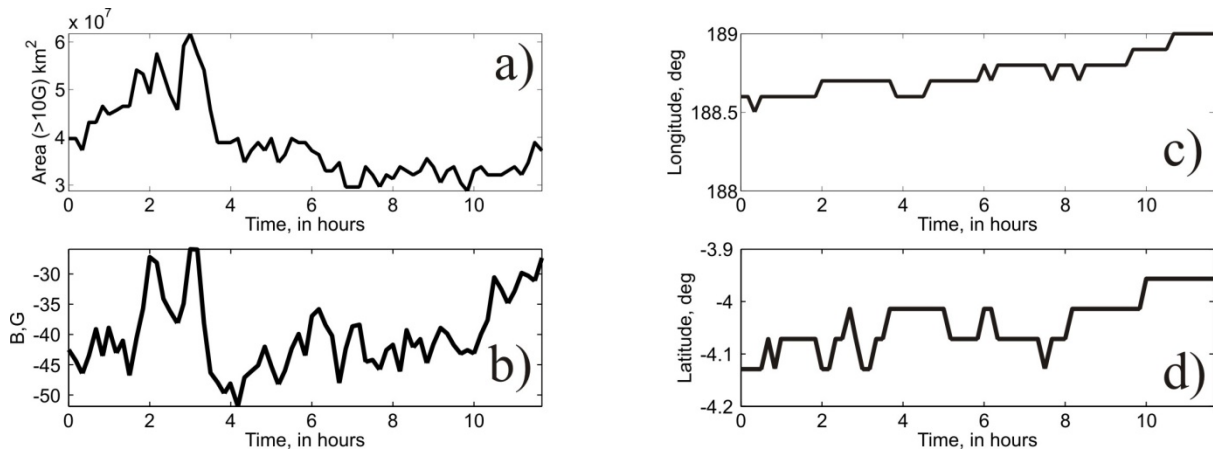


Рис. 5. Площадь магнитного элемента I, имеющего интенсивность магнитного поля по абсолютной величине больше 10 Гаусс (a); Изменения максимального значения магнитного поля в течение исследуемого интервала времени (b); долготное смещение магнитного элемента I относительно скорости кэррингтоновского вращения (c); смещение магнитного элемента I по широте (d).

Вращение данного элемента происходит быстрее кэррингтоновского вращения на величину около 1 град /сутки, а для элемента II вращение оказывается быстрее только на 0.6 град/сутки (рис. 5c и 6c). Кроме того, в обоих случаях мы наблюдаем меридиональное смещение к экватору (рис. 5 d и 6 d). Динамика площади второго элемента также позволяет отождествить процессы всплытия магнитного потока и его диссипацию.

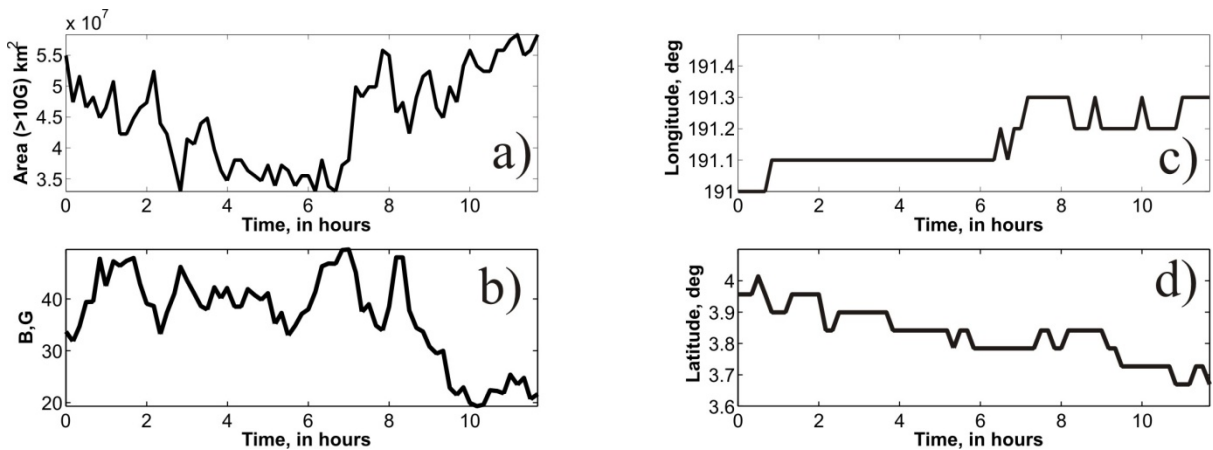


Рис. 6. Площадь магнитного элемента II, имеющего интенсивность магнитного поля больше 10 Гаусс (a); изменения максимального значения магнитного поля в течение исследуемого интервала времени (b); долготное смещение магнитного элемента II относительно скорости кэррингтоновского вращения (c); смещение магнитного элемента II по широте (d).

Таким образом, предварительные результаты анализа НМІ магнитограмм свидетельствуют, что мелкомасштабные магнитные элементы для областей спокойного Солнца показывают сложную динамику и являются

трассерами транспорта магнитного потока, осуществляемого за счёт супергрануляционной конвекции, вращения и меридиональной циркуляции.

Заключение

НМІ данные позволяют разрешить магнитные элементы величиной в несколько угловых секунд. Магнитные элементы, видимые в НМІ изображениях, образуют кластеры, время жизни которых от нескольких часов до нескольких суток. Магнитные элементы, наблюдаемые в компоненте магнитного поля по лучу зрения, показывают сложную динамику. Они вовлечены во вращение, меридиональную и супергрануляционную конвекцию.

Литература

- E. Benevolenskaya*, Rotation of the magnetic elements in Polar Regions on the Sun, *Astron. Nachrichten* (2007), V.328 (10), P. 1016–1019.
- Benevolenskaya, E.* Dynamics of the solar magnetic field from SOHO/MDI *Astronomische Nachrichten*, (2010) V.331, Issue 1, P.63–72.
- Hathaway, D., Williams, P., Cuntz, M.* The Advection of Supergranules by Large-Scale Flows ASP Conference Series, V. 416, proceedings of a conference held 11–15 August 2008 at the High Altitude Observatory, Boulder, Colorado, USA. Edited by Mausumi Dikpati, Torben Arentoft, Irene González Hernández, Charles Lindsey, and Frank Hill. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2009, p.495.
- Isobe, H., Tripathi, D., & Archontis, V.*, (2007), Ellerman bombs and jets associated with resistive flux emergence, *ApJ*, **657**, L53–L56.
- Otsuji, K. et al.* (2007), Small-Scale Magnetic-Flux Emergence Observed with Hinode Solar Optical Telescope, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **59**, S649–S654.
- Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., Georgoulis, M.K., Rust, D.M., and Bernasconi, P.N.* (2004), Resistive Emergence of undulatory flux tubes, *ApJ*, **614**, 1099–1112.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Биленко И.А.

Государственный Астрономический Институт им. П.К. Штернберга, МГУ

MAGNETIC FIELDS IN SOLAR AKTIVITY CYCLES

Bilenko I.A.

Sternberg Astronomical Institute

Photospheric magnetic fields of various strengths are considered in different latitude zones for the interval 1974–2003. A difference in the behavior of weak magnetic fields and fields in active regions during solar cycles is demonstrated. The dynamics of these fields during the reversals of the global magnetic field of the Sun is discussed.

Фотосферные магнитные поля определяют динамику солнечной активности на различных пространственных и временных масштабах [4, 5, 7], но они не являются некими аморфными, равномерно распределенными по диску Солнца, образованиями, а представляют собой тонкоструктурные элементы [8]. Концентрация и интенсивность их изменяется в ходе солнечных циклов, формируя различные по размерам и напряженности области фотосферных магнитных полей, выявляющих 22-летний магнитный цикл [2, 3]. Поля с наибольшими значениями наблюдаются в пятнах активных областей, распределенных не равномерно в циклах и формирующих комплексы активности [9]. Наблюдаются регулярности в широтных распределениях магнитных полей положительной и отрицательной полярности [6].

В данной работе на основе ежедневных данных наблюдений фотосферных магнитных полей Солнца обсерватории Kitt Peak анализируются их изменения за период с 1974 по 2003 гг. (21, 22 и большая часть 23 цикла), что является наиболее продолжительным рядом однородных данных фотосферных магнитных полей с высоким пространственным разрешением – $1,14''$. Всего было рассмотрено 10020 ежедневных магнитограмм из общего числа 10978 дней за данный период. Диск Солнца разбивался на зоны: экваториальные – по 10° к северу и к югу от экватора и по 90° по долготе, зоны активных областей от 10° до 50° в северном и южном полушариях по широте и по 90° по долготе. А также две приполярные зоны: от 50° до 60° по широте и по 60° по долготе, и от 60° до 70° по широте и по 30° по долготе соответственно в северном и южном полушариях с учетом видимого изменения положения экватора Солнца (рис. 1). В каждой из этих зон рассчитывались средние значения напряженности магнитного поля для диапазонов: 20–100 Гс, 100–200 Гс, 200–300 Гс, 300–400 Гс, 400–500 Гс, 500–600 Гс, 600–700 Гс, 700–800 Гс, 800–900 Гс, 900–1000 Гс и

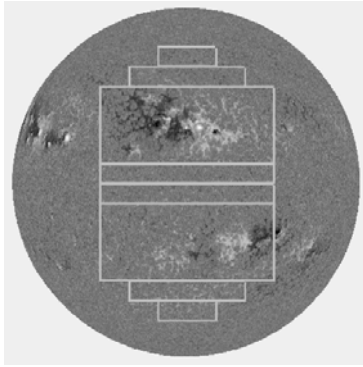


Рис. 1.

выше 1000 Гс на каждый день имеющихся данных отдельно для магнитных полей положительной и отрицательной полярности. Различные диапазоны значений напряженности фотосферных магнитных полей соответствуют полям различных масштабов и, соответственно, различным явлениям солнечной активности: фоновым фотосферным магнитным полям, включая поля фотосферной магнитной сетки, униполярным областям, соответствующим областям расположения корональных дыр, сильным магнитным полям – полям активных областей.

На рис. 2 представлены графики изменения ежедневных значений средней напряженности магнитного поля положительной и отрицательной полярности для всех рассматриваемых диапазонов (сверху вниз) в экваториальной зоне, зоне активных областей и в двух приполярных зонах в северном (левая колонка) и в южном (правая колонка) полушариях.

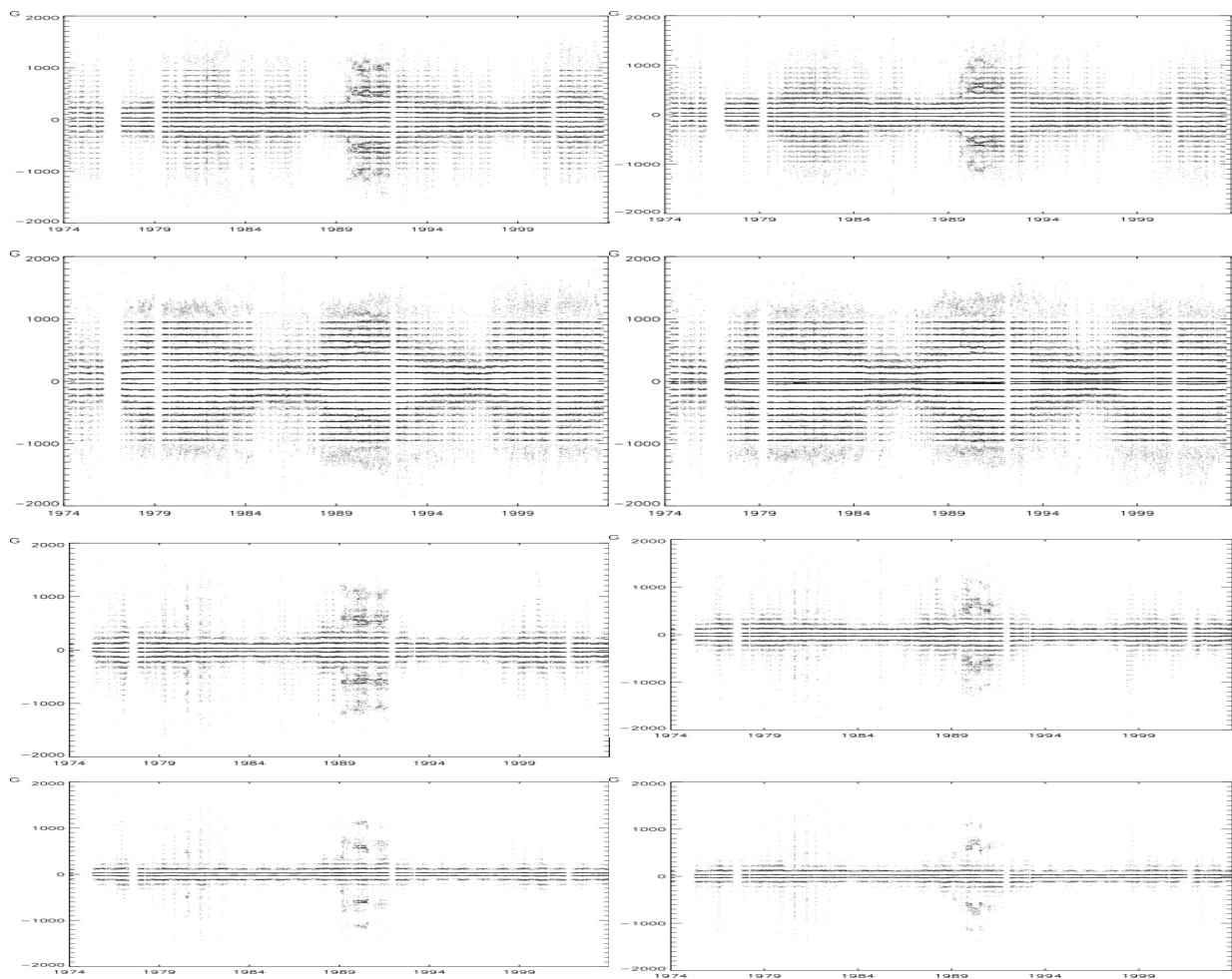


Рис. 2.

В экваториальных областях средние значения магнитных полей в диапазоне 20–100 Гс не выявляют значительных изменений в ходе циклов, сохраняется баланс положительных и отрицательных полей на протяжении всего рассматриваемого периода. С диапазона 200–300 Гс появляется зависимость от фазы цикла, более ярко выраженная начиная с 500–600 Гс. Общая картина динамики этих полей отражает характер поведения пятенной активности в ходе циклов и сдвинута относительно графика ежедневных значений чисел Вольфа (рис. 3).

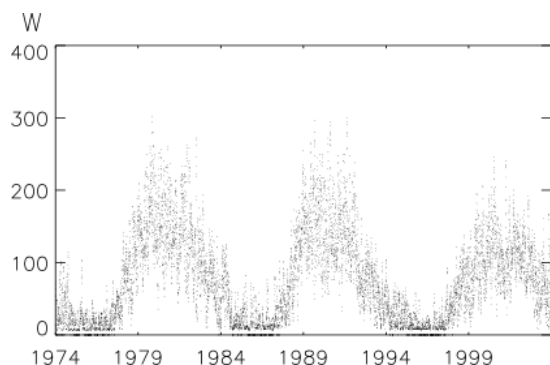


Рис. 3.

Активные области в начале цикла наблюдаются на высоких широтах, а к максимуму зона их формирования спускается к области экватора. На фазах минимума и роста в этих областях магнитные поля со средними значениями напряженности магнитного поля выше 600 Гс не наблюдаются. Они появляются в максимуме активности и существуют на фазах

спада до минимума. Рост средней напряженности магнитного поля начинается приблизительно во время первого максимума чисел Вольфа, а максимум совпадает со вторым максимумом чисел Вольфа [1].

В зонах активных областей в диапазоне 20–100 Гс магнитные поля изменяются незначительно, сохраняется баланс положительных и отрицательных полей, нарушаемый только в периоды максимума пятенной активности. Для диапазонов 100–200 Гс, 200–300 Гс, 300–400 Гс разброс значений и дисбаланс выше в периоды минимумов солнечной активности. Начиная с диапазона 400–500 Гс, дисбаланс выше в максимумах солнечной активности, но баланс положительных и отрицательных магнитных полей сохраняется до диапазона 600–700 Гс. Начиная с диапазона 600–700 Гс и выше, в 21-м и 23-м циклах в северном полушарии доминируют положительные магнитные поля, а в южном – отрицательные, а в 22-м цикле в северном полушарии доминируют отрицательные магнитные поля, а в южном – положительные. То есть в 21-м и 23-м циклах, когда происходит смена знака общего магнитного поля Солнца, и на северном полюсе его значение меняется с положительного на отрицательное, в северном полушарии доминируют магнитные поля (с напряженностью выше 600 Гс) положительной полярности, что соответствует магнитным полям ведущих пятен данного цикла, а не хвостовым. В южном полушарии общее магнитное поле меняет знак с отрицательного значения на положительное, а доминируют магнитные поля отрицательной полярности, соответствующие магнитным полям ведущих пятен активных областей южного полушария. В 22-м цикле наблюдается аналогичная картина.

На северном полюсе значение магнитного поля меняется с отрицательного на положительное, и в северном полушарии доминируют магнитные поля (с напряженностью выше 600 Гс) отрицательной полярности, что также соответствует магнитным полям ведущих пятен 22-го цикла, а не хвостовым. В южном полушарии знак поля меняется с положительного значения на отрицательное, а доминируют магнитные поля положительной полярности, что также соответствует магнитным полям ведущих пятен активных областей южного полушария.

Для полярных зон в северном и южном полушариях средние значения в диапазонах 20–100 Гс в ходе циклов остаются приблизительно постоянными. Для обеих приполярных зон в максимумах солнечной активности дисбаланс магнитных полей положительной и отрицательной полярности для магнитных полей 20–100 Гс имеет колебательный характер в обоих полушариях. Изменения более высоких значений средних напряженностей магнитного поля отражают, по-видимому, динамику пятенной активности Солнца.

Четко выделяется общее смещение по времени появления магнитных полей обеих полярностей напряженностью выше 300 Гс в циклах солнечной активности. Вначале они появляются в полярных зонах, затем в зонах формирования активных областей, и в конце в экваториальных зонах. Для всех зон характерно появление магнитных полей положительной и отрицательной полярности с повышенными и максимальными, для данной зоны, значениями почти одновременно в пределах данной зоны на фазе роста солнечной активности и сохранение этих значений, практически до следующего минимума активности.

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

Литература

1. *Биленко И.А.*, “Солнечная активность как фактор космической погоды”, Труды ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 2005, с. 275.
2. *Витинский Ю.И., М. Копецкий, Г.В. Куклин*, *Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца*, Наука, 1986.
3. *Витинский Ю.И.*, *Цикличность и прогнозы солнечной активности*, Наука, 1973.
4. *Куклин Г.В., В.Н. Обридко*, *Известия академии наук, серия физическая*, 1995, Т.59, N7, с.12.
5. *Bumba V., R. Howard*, *Astrophysical Journal*, 1965, V.141, p.1502.
6. *Bumba V., R. Howard*, *Solar Physics*, 1969, V.7, p.28.
7. *Howard R., B.J. Labonte*, *Solar Physics*, 1981, V.74, p.131.
8. *Howard R., J.O. Stenflo*, *Solar Physics*, 1972, V.22, p.402.
9. *Gaizfuskas V., K.L. Harvey, J.W. Harvey, C. Zwaan*, *Astrophysical Journal*, 1983, V.265, p.1056.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОТНОЙ СТРУКТУРЫ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНГОВОЛНОВЫХ РАДИО НАБЛЮДЕНИЙ

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

¹*Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, Россия*

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

STUDY OF ALTITUDE STRUCTURE OF THE ACTIVE REGIONS ON THE SUN USING MULTIWAVE RADIO 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 analysis of the height structure of radio emission of the active region NOAA 10956 is carried out. The several sources of the polarized radiation which have been designated as A, B, C, D are identified in this source. The source above the neutral line of a magnetic field (NLS) is allocated also. The height of the region where the magnetic field is around 700 G, basically, corresponded to 10-15 Mm. The height structure of a source B is inclined to the east in relation to the source C. The source C occupies the intermediate position, and source D is inclined to the west in relation to the source C. A reconstruction of the magnetic field on the photospheric data is carried out. It is shown, the measured structure of the magnetic field gives more exact tendency of its change with height, than in the reconstructed magnetic field.

The NLS is located below the heights of the sources B and C on 1-2 Mm.

Измерение магнитных полей в короне по радиоданным неоднократно обсуждалось в литературе (например, в [4–6, 7–9, 11–12]). Но такие измерения проводились только на фиксированных длинах волн. В связи с началом наблюдений на широкодиапазонном спектрально-поляризационном комплексе высокого спектрального разрешения СПКВР [3] проведены детальные спектральные наблюдения активной области NOAA 10956 и рассмотрена высотная структура магнитного поля.

Использование многоволновых наблюдений на РАТАН-600 позволяет определить не только зависимость магнитного поля от высоты, но и определить соотношение высотных структур излучающей области для всех ее компонентов.

На рис. 1 приведены сканы, полученные на радиотелескопе РАТАН-600 на волне 2.96 см. Видно, что в радиодиапазоне можно выделить несколько источников поляризованного излучения (параметр Стокса V), которые обозначены буквами А, В, С и D. Анализ сканов показывает, что существует еще довольно мощный практически неполяризованный источник, расположенный над линией раздела полярностей фотосферного маг-

нитного поля. Как это и принято в литературе, будем его обозначать NLS (Neutral Line Source).

На рис. 2 для примера приведены результаты определения магнитного поля активной области NOAA 10956 для 20–21.05.2007 по методике [20]. Для сравнения мы приводим структуру магнитного поля, восстановленную в соответствии с методикой [19].

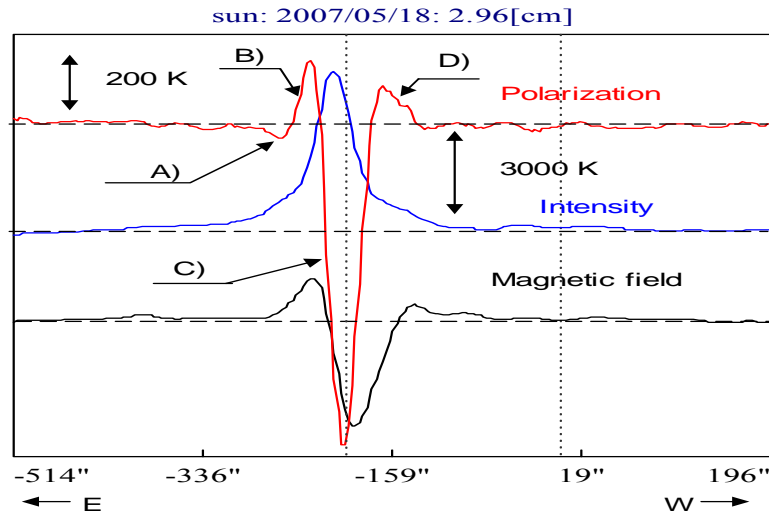


Рис. 1. Сканы активной области NOAA 10956, полученные на радиотелескопе РАТАН-600 на волне 2.96 см.

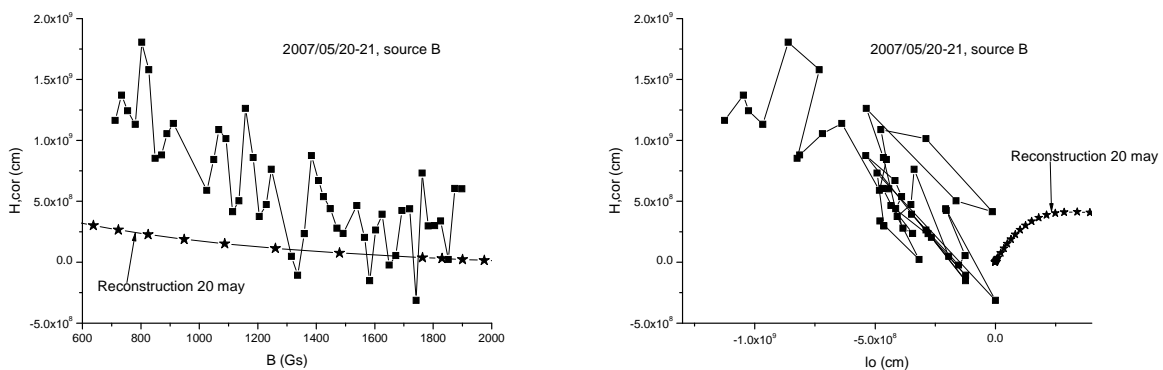


Рис. 2. Расчеты зависимостей магнитного поля от высоты и зависимостей высоты излучающей магнитной трубки от координаты вдоль долготы Солнца.

Активная область 10956 имеет сложную структуру, магнитное поле на фотосфере существенно изменяется со временем. По-видимому, это определило то, что для источников В и С не всегда высотная структура магнитного поля соответствовала уменьшению магнитного поля с высотой (18–19 мая для источника В, 17–18 и 18–19 мая для источника С). Кроме того, для периода 19–20 мая магнитное поле как для источника В, так и для источника С получилось, по-видимому, завышенным (800 Гс на высотах 30–40 тыс. км).

Важный и надежный результат связан со средними нормированными положениями источников за 16–20 мая (рис. 3). Очевидно, что различие положений не может быть связано ни с возможными (гипотетическими) диаграммными особенностями, ни с изменением активности области NOAA 10956. Вывод из этих рисунков очевиден. Высотная структура источника В наклонена к востоку по отношению к источнику С, а тем более по отношению к источнику D. Источник С занимает по наклону промежуточное положение, а источник D наклонен к западу по отношению к источнику С, а тем более к источнику В.

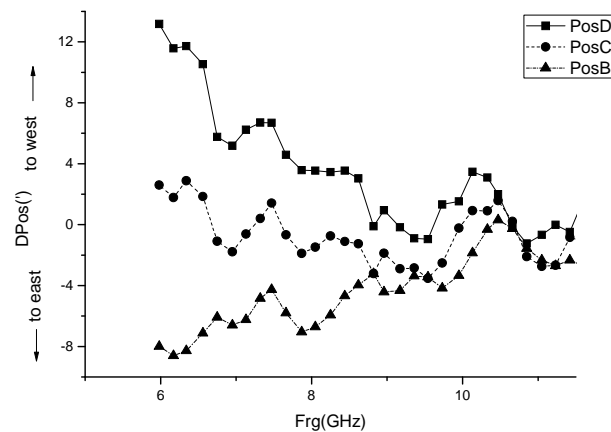


Рис. 3. Средние положения источников В, С, и D.

Это означает, что магнитная структура источника В не может соответствовать реконструированному магнитному полю. Реконструированное магнитное поле источника В во всех случаях стремится к западному направлению (например, как это видно для 20.05.2007 на рис. 2). Это означает, что даже для такого сложного источника, как NOAA 10956, измеренная структура магнитного поле дает более точную тенденцию ее изменения с высотой, чем в реконструированном магнитном поле.

Очень интересны изменения положений источников правополяризованного и левополяризованного (R и L) излучений (рис. 4). В начале рассматриваемого периода, когда активная область находилась в восточной части солнечного диска, положения источников R и L близки друг к другу и тесно примыкают к положению источника С. В дальнейшем, по мере их движения в западное полушарие, источники R и L начинают постепенно отходить от источника С и приближаться к источнику В.

Такие особенности положений источников связаны с существованием NLS источника. Источники, связанные с нейтральной линией магнитного поля (NLSs), были обнаружены (см. [13, 2]) и исследованы в целом ряде работ (см., например, [1, 10, 14–18]).

Проведем анализ NLS источника, который позволит нам, в частности, сделать новое заключение о таком типе источников, а именно об их высот-

ном расположении. Почему положение источников R и L, в которых наибольший вклад дает NLS источник, перемещается от положения источника С к положению источника В (как это и следует из рис. 4). Это может происходить только если высота источников R и L, которая определяется, в основном, положением интенсивного NLS источника, находящегося над линией раздела фотосферного магнитного поля, находится ниже высот поляризованных источников В и С. Этот важный вывод следует независимо от методов определения высот источников. Но наш метод определения высот источников это подтверждает. Для всех анализируемых дней высоты источников В и С были больше высот источников R и L на величину в среднем около 10 тыс. км.

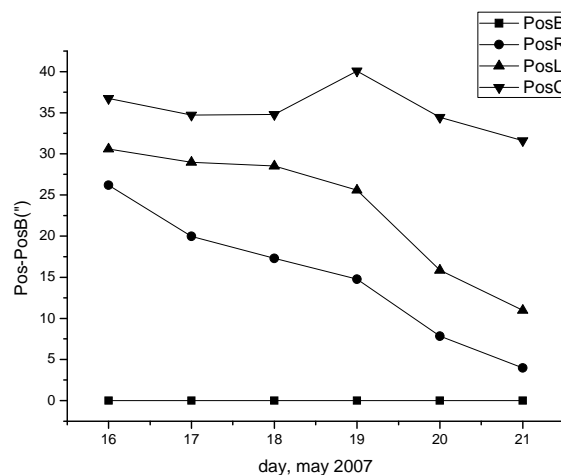


Рис. 4. Положения источников правополяризованного и левополяризованного (R и L) излучений по сравнению с положением источников В и С.

Поток NLS источника на низких частотах в 2–3 раза больше потоков поляризованных источников В и С. Спектр NLS источника заметно круче спектров источников В и С и имеет показатель степени $n = 3 \div 4$. В диапазоне 6–14 ГГц размеры источника практически постоянны (20–30 угл. сек).

Выводы

1. Активная область NOAA 10956 имеет сложную структуру, магнитное поле на фотосфере существенно изменяется со временем. По-видимому, это определило то, что для источников В и С не всегда высотная структура магнитного поля соответствовала уменьшению магнитного поля с высотой (18–19 мая для источника В, 17–18 и 18–19 мая для источника С). Кроме того, для периода 19–20 мая магнитное поле как для источника В, так и для источника С получилось, по-видимому, завышенным (800 Гс на высотах 3–4 тыс. км). В остальных случаях можно полагать, что высота области, где напряженность магнитного поля около 700–1000 Гс, соответствует 10–20 тыс. км.

Источник D не показал роста высоты с уменьшением магнитного поля ни в один из анализируемых дней. Скорее наоборот – поле уменьшалось с уменьшением высоты.

2. Важный и надежный результат связан со средними нормированными положениями источников за 16–20 мая (рис. 3). Высотная структура источника В наклонена к востоку по отношению к источнику С, а тем более по отношению к источнику D. Источник С занимает по наклону промежуточное положение, а источник D наклонен к западу по отношению к источнику С, а тем более к источнику В.

Это означает, что магнитная структура источника В не может соответствовать реконструированному магнитному полю. Реконструированное магнитное поле источника В во всех случаях стремится к западному направлению. Это означает, что даже для такого сложного источника, как NOAA 10956, измеренная структура магнитного поля дает более точную тенденцию ее изменения с высотой, чем в реконструированном магнитном поле.

3. Изменения положений источников правополяризованного и левополяризованного (R и L) излучений (рис. 4) показывают, что в начале рассматриваемого периода, когда активная область находилась в восточной части солнечного диска, положения источников R и L близки друг к другу и тесно примыкают к положению источника С. В дальнейшем, по мере их движения в западное полушарие, источники R и L начинают постепенно отходить от источника С и приближаться к источнику В.

Это позволяет сделать заключение, что высоты источников В и С были больше высот источников R и L на величину в среднем около 10 тыс. км. Это говорит о том, что NLS источник, который составляет подавляющую долю излучения источников R и L, также расположен ниже высот источников В и С на величину около 10 тыс. км. Дальнейший анализ также показал, что NLS источник находится в картинной плоскости на одной линии с источниками В и С.

4. Поток NLS источника на низких частотах в 2–3 раза больше потоков поляризованных источников В и С. Спектр NLS источника заметно круче спектров источников В и С и имеет показатель степени $n = 3 \div 4$. В диапазоне 6–14 ГГц размеры NLS источника практически постоянны (20–30 угл. сек). Этот результат соответствует размерам пекулярных источников. По ряду параметров (высокая интенсивность излучения, слабая степень поляризации, размеры источника) исследуемый нами источник соответствует известным характеристикам пекулярных источников, но показатель степени у них существенно выше (до $n = 7 \div 10$). Возможно, можно говорить о новом классе источников, расположенных над линией нулевого продольного поля на фотосфере, а возможно необходимо расширить класс пекулярных источников, включив туда и источники с умеренным показателем спектрального индекса.

Благодарности

Работа была поддержана РФФИ (08-02-00378) и (09-02-00111).

Литература

1. *Alissandrakis, C.E., Gel'freikh, G.B., Borovik, V.N., Korzhavin, A.N., Bogod, V.M., Nindos, A., Kundu, M.R.*: 1993, *Astron. Astrophys.* 270, 509.
2. *Akhmedov, Sh.B.; Borovik, V.N.; Gelfreikh, G.B.; Bogod, V.M.; Korzhavin, A.N.; Petrov, Z.E.; Dikij, V.N.; Lang, K.R.; Willson, R.F.* *Astrophysical Journal, Part 1*, vol. 301, Feb. 1, 1986, p. 460-464
3. *В.М. Богод, А.М. Алесин, С.В. Балдин и др.* Труды IX Пулковской конференции по физике Солнца. ГАО РАН 4-9 июля 2005 г. С-Петербург, 2005, с.627.
4. *Aschwanden, M.J.*: 1999, *Solar Phys.* 190, 233.
5. *Aschwanden, M.J., and Bastian, T.S.*: 1994, *Astrophys. J.*, 426, 425.
6. *Aschwanden, M.J., Nightingale, R., Tarbell, T., et al.*: 2000, *Astrophys. J.*, 535, 1027.
7. *Gelfreikh, G.B.*: 1972, *Astronomicheskii Tsirkuliar* No. 699, p. 3 (in Russian).
8. *Gelfreikh, G.B.*: 1994, in *V. Rušin, P. Heinzel, and J.-C. Vial*, (eds), *Solar Coronal Structures*, IAU Coll. 144, (Slovakia: VEDA), p. 21.
9. *Gelfreikh, G.B., Pilyeva, N.A., and Ryabov B.I.*: 1997, *Solar Phys.* 170, 253.
10. *Grechnev, V.V., Lesovoi, S.V., Smolkov, G.Ya., et al.*: 2003, *Solar Phys.* 216, 239.
11. *Kundu, M.R.*: 1965, *Solar Radio Astronomy*, Interscience Publication, New York.
12. *Kundu, M.R., and Alissandrakis, C.E.*: 1984, *Solar Phys.* 94, 249.
13. *Kundu, M.R., Alissandrakis, C.E., Bregman, J.D., Hin, A.C.*: 1977, *Astrophys. J.* 213, 278.
14. *Lee, J., White, S.M., Gopalswamy, N., Kundu, M.R.*: 1997, *Solar Phys.* 174, 175.
15. *Uralov, A.M., Grechnev, V.V., Rudenko, G.V., Rudenko, I.G., Nakajima, H.*: 2008, *Solar Phys.* 249, 315.
16. *Uralov, A.M., Sych, R.A., Lubyshv, B.I., et al.*: 1996, In: *Issledovaniya po Geomagnetizmu, Aeronomii i Fizike Solntsa*, 104, Nauka, Novosibirsk, 23.
17. *Uralov, A.M., Sych, R.A., Shchepkina, V.L., Zubkova, G.N., Smolkov, G.Ya.*: 1998, *Solar Phys.* 183, 359.
18. *Sych, R.A.; Uralov, A.M.; Korzhavin, A.N.* *Solar Physics*, 1993, vol. 144, no. 1, p. 59-68.
19. *Wiegelmann, T.*: 2004, *Solar Phys.* 219, 87.
20. *Богод В.М., Яснoв Л.В.*: 2009, *Астрофиз. бюллетень*, 64, №4, 333.

ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 23 ЦИКЛЕ

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

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

SOLAR ACTIVITY INDEXES DURING CYCLE 23

Bruevich E.A., Yakunina G.V.

Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow

Main solar activity indexes such as Wolf numbers (W), 10,7 cm radio flux ($F_{10,7}$), 1–8 Å background, total solar irradiance and Mg II UV-index (280 nm core to wing ratio) were studied for 23 activity cycle measurements. The correlation coefficients of linear regression for main solar activity indexes versus $F_{10,7}$ were analyzed for every year of 23 activity cycle. All the correlation coefficients have the minimum values in 2001.

В этой работе проанализированы вариации среднемесячных значений пяти индексов активности в 23 цикле. Это числа Вольфа, поток радиоизлучения на волне 10,7 см (данные обсерватории Оттава), солнечная постоянная по данным серии спутников NOAA, фоновое излучение в диапазоне 1–8 Å (наблюдения со спутника GOES) и поток в линии Mg II 280 нм (данные наблюдений GOME and SCIAMACHY). 23 цикл солнечной активности был циклом средней величины по всем пяти использованным индексам. Сравнение чисел Вольфа и потока радиоизлучения на волне 10,7 см (все данные опубликованы в Solar Geophysical Data) показало, что в 23 цикле солнечной активности ярко выражены два максимума в 2000 и 2002 годах (см. также [1, 2]), и при этом наблюдается локальный минимум в 2001 году (Рис. 1). Индекс $F_{10,7}$ хорошо коррелирует с числами Вольфа. Вторым максимум потока радиоизлучения на волне 10,7 см пришелся на декабрь 2001 г. – январь 2002 г. На Рис. 2 приведены среднемесячные значения для трех других исследуемых индексов. Проведено сравнение времени наступления максимума цикла по среднемесячным значениям соответствующих индексов (результаты в Таблице 1). Все исследуемые индексы активности в 23 цикле имеют два максимума в 2000 и 2002 годах и минимум в 2001 (Рис. 3), немного сдвинутые по времени относительно максимумов индексов W и $F_{10,7}$. (Таблица 1). Изучение связи вариаций индексов между собой и, в частности, с индексом $F_{10,7}$, показало, что существует линейная связь соответствующих индексов с $F_{10,7}$ с высокими значениями коэффициентов корреляции – $K_{\text{корр}}$. Наилучшая корреляция отмечена между индексами W и $F_{10,7}$. Корреляция между потоком в рентгеновском диапазоне и $F_{10,7}$ имеет наименьшее значение. При исследовании индексов активности в 23 цикле мы выделили фазу роста цикла (с октября 1997 г. по ноябрь 1999 г.), фазу максимума цикла (с ноября 1999 г. по июль 2002 г.) и фазу спада (с июля 2002 г. по январь 2006 г.). Максимумы основных ин-

дексов оказались разнесенными по времени (Таблица 1). В работе [1] отмечается, что поток радиоизлучения на волне 10.7 см, а также уровень солнечной постоянной, держится на самом низком значении измерений этих величин с 2007 по 2009 гг.

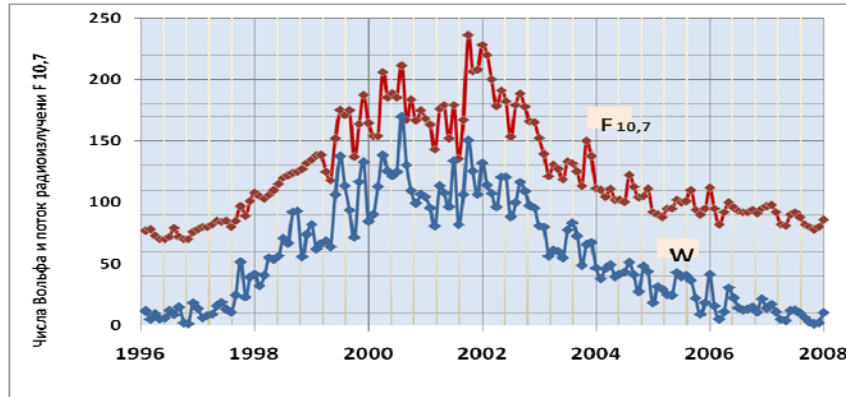


Рис. 1. Изменения среднемесячных значений индекса F10.7 и чисел Вольфа W. Видны два максимума на кривой (F10.7) в апреле–мае 2000 и декабрь 2001 и на кривой изменения W в апреле–мае 2000 ($W = 120.7$) и ноябре 2001 ($W = 115.6$).

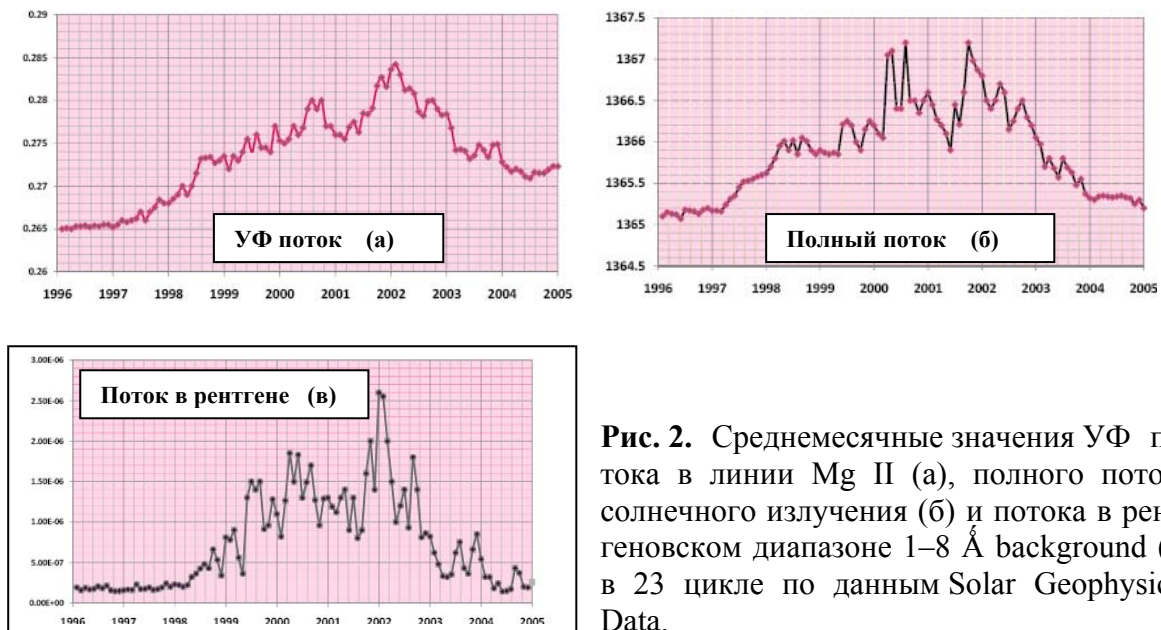


Рис. 2. Среднемесячные значения УФ потока в линии Mg II (а), полного потока солнечного излучения (б) и потока в рентгеновском диапазоне 1–8 Å background (в) в 23 цикле по данным Solar Geophysical Data.

Таблица 1. Моменты максимумов индексов активности в 23 цикле.

Индексы активности	Первый максимум	Второй максимум
F10.7	Апрель-май 2000	Декабрь 2001
W	Апрель-май 2000	Ноябрь 2001
Mg II	Июль-сентябрь 2000	Январь 2002
Полный поток	Март-июль 2000	Сентябрь 2001
Поток 1-8 Å	Март-апрель 2000	Январь 2002

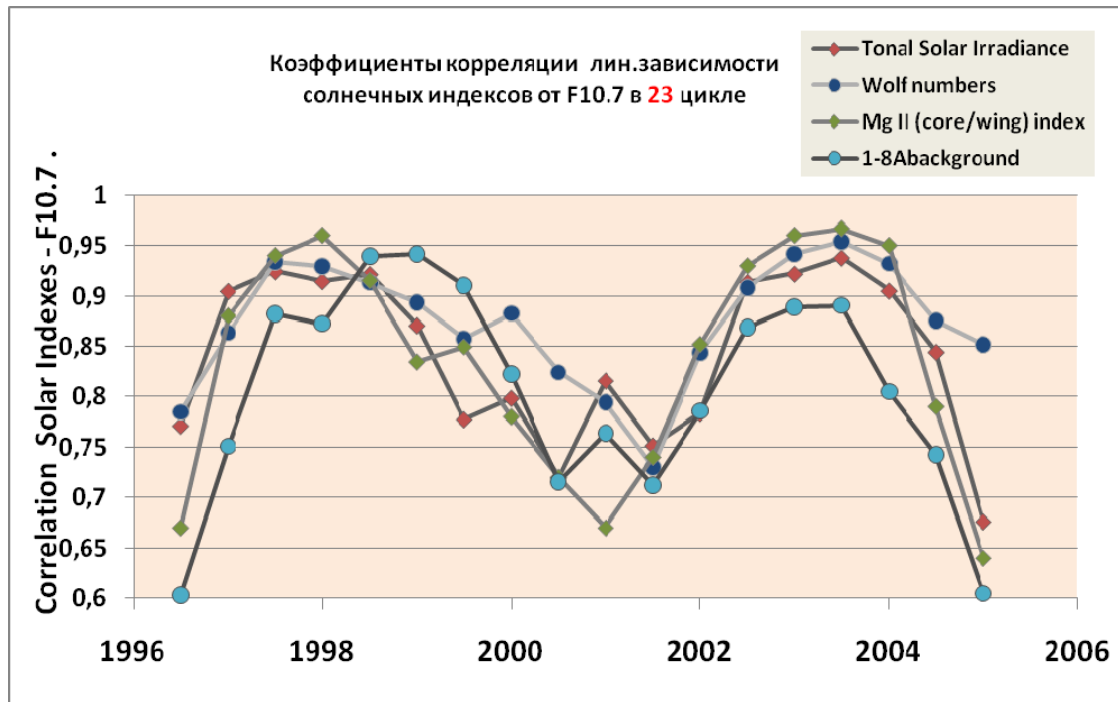


Рис. 3. Зависимости коэффициентов корреляции K_{corr} солнечных индексов от F10.7 в 23 цикле. Все зависимости имеют ярко выраженный минимум в максимуме 23 цикла и достигают максимальных значений на фазах роста и спада активности.

Таблица 2. Коэффициенты линейной корреляции между индексами.

Индексы активности	Коэффициенты корреляции			
	Фаза роста	Фаза спада	Максимум цикла	За весь цикл
W- F 10.7	0.91951471	0.96151775	0.74290243	0.93983805
MgII- F 10.7	0.96305749	0.96482504	0.75747438	0.87903753
Total Solar Irradiance- F 10.7	0.87991344	0.94938041	0.7435922	0.92010067
Background (1–8Å)- F 10.7	0.8992561	0.81403477	0.7732229	0.81241226

Мы обнаружили, что величины K_{corr} несколько различаются на фазах роста, максимума и спада активности в 23 цикле. Расчеты K_{corr} изучаемых нами 4-х индексов активности в зависимости от потока $F_{10,7}$ для каждого отдельного года 23 цикла показали, что самые большие значения K_{corr} имеют место на фазах роста и спада цикла. При этом для всех индексов в 2001 году расчеты показали наличие минимума значений K_{corr} . Возможно, что взаимная корреляция всех индексов с индексом Mg II показала бы лучшую корреляцию. Индекс Mg II характеризует УФ хромосферное излучение на длине волны ~ 280 нм. Как было показано в работах [3–5] это индекс не зависит от измерений и более точно описывает УФ излучение.

Мы провели сравнение динамики K_{corr} линейной связи между W и F10,7 в 22 цикле активности (также по данным, опубликованным в Solar Geophysical Data). Вариации величин K_{corr} в 22 цикле показывают подобное 23 циклу поведение с минимальным значением в максимуме 22 цикла.

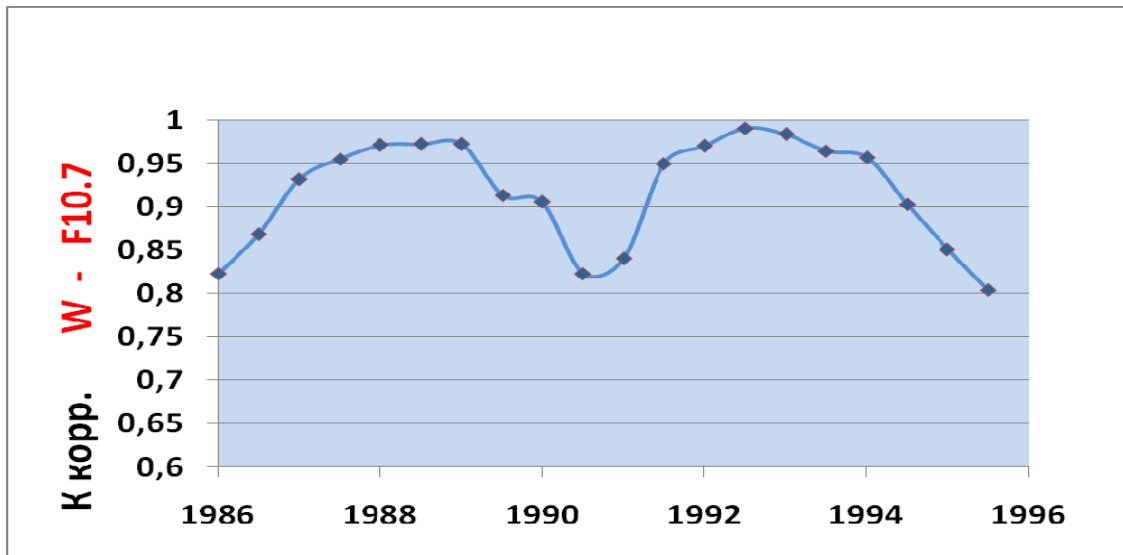


Рис. 4. Зависимости коэффициентов корреляции W – F10.7 в 22 цикле.

Корреляция между числами Вольфа и потоком радиоизлучения на волне 10.7 см в 22 цикле солнечной активности на различных временных интервалах (ветви роста, ветви спада, в максимуме 22 цикла) оказалась выше, чем в 23 цикле. Зависимость имеет менее выраженный минимум в максимуме 22 цикла. Значение коэффициентов корреляции за весь 22 цикл – 0.987, в максимуме 22 цикла – 0.884. В 23 цикле значение коэффициентов корреляции за весь цикл 0.94, в максимуме – 0.74. В конце марта – начале апреля 2001 года отмечен самый мощный период вспышечный период фазы максимума текущего цикла.

Работа поддержана грантом № 09-02-01010 РФФИ.

Литература

1. *Ишков В.Н.*, Сб. статей рабочего совещания «Циклы активности на Солнце и звездах», СПб, 2009, С. 57–62.
2. *Лукьянов Р.Ю., Мурсула К.*, Сб. статей рабочего совещания, «Циклы активности на Солнце и звездах», Санкт-Петербург, 2009, С. 153–164.
3. *Floyd L. et al.*, *J.Atmos.Solar-Terr.Phys*, 67, pp. 3–15, 2005.
4. *Viereck R. et al.*, *Geophysical Research Letters*, vol. 28, No 7, 1343–1346, 2001.
5. *Skupin J. et al.*, *Proceedings of the 2004 Envisat & ERS Symposium (ESA SP-572)*. 6–10 September 2004, Salzburg, Austria. Edited by H. Lacoste and L. 2005.

ТРОПОСФЕРНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ В МИНИМУМЕ 23 ЦИКЛА

Вальчук Т.Е.¹, Кононова Н.К.²

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк Моск. обл., valchuk@izmiran.ru*

²*Институт географии РАН, Москва, NinaKononova@yandex.ru*

TROPOSPHERIC CIRCULATION IN MINIMUM 23-th CYCLE IN NORTHERN HEMISPHERE

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,*

²*Institute of Geography Russian Academy of Sciences, Moscow, Staromonetny, 29*

On the basis of elementary circulating mechanisms studying of tendencies in movement of tropospheric air in the first decade of 21 centuries is continued. Extreme weather displays of last years specify in unusual behavior of atmospheric circulation. Extreme weather displays accrue and become more intensively. During the current year it is flooding in the Western Europe, caused by Atlantic cyclones and the steady anticyclone which has caused unusual heat in the Eastern Europe in August, 2010. Global variations of weather parameters cause natural interest. The current weather is the reflection of global climate parameter transformations, and concrete pictures in troposphere are elementary circulating mechanisms. Change the southern meridional circulation type on northern meridional type in the beginning of 21 centuries can cause sharp shifts and the steady stagnation of weather causing catastrophic weather displays.

Погодно-климатические вариации в начале XXI века широко обсуждаются с точки зрения ожидаемых перемен [1]. В тропосфере резкое изменение выразилось в преимущественном развитии элементарных циркуляционных механизмов (ЭЦМ), относящихся к типу северной меридиональной циркуляции [2, 3]. В минимуме 23 цикла солнечной активности (СА) эта тенденция отчетливо выражена. Произведенные статистические расчеты подтверждают преобладание ЭЦМ 12 разных подтипов в 2007–2009 г.г., когда проявления спорадической СА минимальны.

Циркуляционные эпохи определены в следующих временных границах:

- 1) меридиональная северная эпоха – 1899–1915 гг.;
- 2) зональная эпоха – 1916–1956 гг.;
- 3) меридиональная южная эпоха с 1957 г. – по настоящее время.

Третья текущая эпоха разделена на периоды:

- a) 1957–1969 гг. – преобладание меридиональной северной циркуляции, а с 1963 г. меридиональная южная циркуляция тоже выше средней;

- б) 1970–1980 гг. – период повышения продолжительности зональной циркуляции почти до средней величины (в этот период все группы циркуляций близки к средней);
- в) 1981–1997 гг. – период быстрого роста продолжительности меридиональной южной циркуляции;
- г) 1998–2009 гг. – период уменьшения продолжительности меридиональной южной циркуляции и роста меридиональной северной циркуляции. Последний период приходится на 23 цикл СА, завершающийся глубоким минимумом, по-видимому, связанный с вековым минимумом СА.

Смена циркуляционных эпох выражается в изменении характеристик погоды. В настоящее время экстремальные погодные проявления (катастрофические осадки, наводнения, тайфуны, резкие перепады температуры и др.) сопровождают смену тенденции в циркуляции тропосферы. Нарастание СА нового 24 цикла происходит при доминировании северной меридиональной циркуляции.

Анализ ежегодных значений чисел Вольфа (W) показывает, что наименьшими в XX веке они были в 1913 году, когда $W = 1,4$. В начале XVIII и XIX веков отмечались ещё более глубокие минимумы: в 1711 и 1712 гг. $W = 0$, в 1810 г. $W = 0$. Геомагнитный индекс aa , вычисляемый с 1868 г., оказался минимальным в 1913 г. (8,6 нТ). Таким образом, в течение трёх столетий вековые минимумы солнечной активности приходятся на начало века.

Анализ циркуляции атмосферы Северного полушария в типизации Б.Л. Дзердзеевского, В.М. Курганской и З.М. Витвицкой, ведущийся с 1899 г., показал, что в начале XX века господствовали циркуляционные механизмы, при которых одновременно в нескольких секторах полушария происходили мощные арктические вторжения, арктический антициклон соединялся полосами высокого давления с субтропическими антициклонами, в результате чего блокировался западный зональный перенос. Суммарная продолжительность таких процессов была наибольшей в 1915 г. и составила 278 дней в году.

Анализ средней температуры воздуха Северного полушария, данные по которой имеются с 1850 г., показал, что самая низкая средняя годовая температура отмечалась в 1917 г. (отклонение от среднего за 1961–1990 гг. составило $-0,544^{\circ}\text{C}$). Это естественно, т. к. продвижение к югу арктического воздуха неизбежно должно было привести к похолоданию.

Таким образом, выстраивается цепочка: минимум солнечной активности (1913 г.) – максимум блокирующих процессов (1915 г.) – минимум средней годовой температуры воздуха в Северном полушарии (1917 г.). В начале XXI в. солнечная активность находится практически на нуле.

В 1997 г. суммарная продолжительность группы циркуляции с двумя и более блокирующими процессами в Северном полушарии составляла всего 147 дней. С 1998 г. начался рост продолжительности блокирующих

процессов. В 2009 г. их суммарная продолжительность составила уже 265 дней, что на 70 дней превышает среднюю многолетнюю величину.

Максимум средней годовой температуры воздуха в Северном полушарии отмечался в 2005 г. отклонение составило $0,626^{\circ}\text{C}$. С этого года температура начала постепенно понижаться, и в 2009 г. отклонение составило уже $0,518^{\circ}\text{C}$.

Поскольку перестройка циркуляции атмосферы произошла всего 12 лет назад, а понижение температуры воздуха идёт всего 4 года, сейчас трудно сказать, когда эти характеристики достигнут экстремальных величин и какими они будут. Ясно только, что связь солнечная активность – циркуляция атмосферы – колебания климата, подмеченная ещё Б.Л. Дзержевским в 1956 г., сохраняется.

Обсуждение и выводы

Анализ долгосрочных рядов ежегодной продолжительности зональной циркуляции, северной и южной меридиональных групп циркуляций с 1899 г., который был выполнен в Институте Географии РАН, показал наличие 3-х циркуляционных эпох: северной меридиональной эпохи (1899–1915), зональной эпохи (1916–1956) и южной меридиональной эпохи (с 1957 г. до настоящего времени). Однако с 1998 г. продолжительность южной меридиональной циркуляции начала быстро уменьшаться [2], а процессы северной меридиональной циркуляции поступательно нарастают. К 2007 году между этими двумя группами циркуляции было достигнуто приблизительное равновесие. Схожая ситуация наблюдалась в 1957–1969 гг. Характерно, что в тот период происходило понижение средней глобальной температуры атмосферы. Изменение соотношения между северными и южными группами меридиональной циркуляции отражается в соотношении циклонических и антициклонических процессов в различных регионах, и в частности, на просторах Арктики, которая является «кухней» погоды Северного полушария Земли. В последнее время отмечается рост ситуаций высокого давления в области Северного полюса.

Особенности циркуляционных процессов были рассмотрены в связи с проявлениями солнечной цикличности и геомагнитной возмущенности. Солнечные циклы № 20–23 (последняя южная меридиональная циркуляционная эпоха) демонстрируют различный характер колебаний северной и южной меридиональных групп циркуляций в четных и нечетных циклах. Графическая иллюстрация в [3] показывает поведение чисел Вольфа, продолжительность северной (N) и южной (S) меридиональных групп циркуляции, аа-индексов на всем протяжении с 1899 года до настоящего времени. Длительность южной меридиональной циркуляции нарастала в минимумах 19, 20, 21 и 22 циклов, резкое падение обозначено только в минимуме 23 цикла. Сейчас солнечная (и геомагнитная активность соответственно) нарастают непривычно низкими темпами. Сохранение тенденции

может привести к доминированию северной меридиональной циркуляции, см. график в работе [3] в «Трудах...» 2009 г.

Литература

1. *Обридко В.Н.* Глобальное потепление – миф или реальность? Доклад на всероссийской астрономической конференции «От эпохи Галилея до наших дней», Архыз, 13–18 сентября 2010 г.
2. *Kononova N.K.* (2003). 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.
3. *Val’chuk T.E., Kononova N.K.* (2009). The Tendency to Atmosphere Circulation Epoch Change in the beginning of XXI century. Труды, Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца. СПб, ГАО РАН, 2009, с. 93–94.

О ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИНАХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ЦИРКУЛЯЦИИ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Веретененко С.В.¹, Огурцов М.Г.^{1,2}

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

²Главная Астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

POSSIBLE REASONS FOR SPATIAL AND TEMPORAL VARIABILITY OF SOLAR ACTIVITY EFFECTS ON THE LOWER ATMOSPHERE CIRCULATION

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

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

²Main Astronomical observatory, St. Petersburg, Russia

In this work we studied the spatial and temporal structure of long-term effects of solar activity (SA) and galactic cosmic ray (GCR) variations on the lower atmosphere circulation as well as possible reasons for the peculiarities of this structure. The study revealed a strong latitudinal and regional character of the SA/GCR effects on pressure variations in the lower troposphere which depends on the specific features of baric systems formed in the regions under study. It was shown that the spatial structure of the observed effects is determined by the influence of SA/GCR on the evolution of the main elements of the large-scale circulation of the atmosphere, namely the polar vortex and the planetary frontal zone. The temporal structure of the SA/GCR effects on the troposphere circulation at high and middle latitudes is characterized by a roughly 60-yr periodicity which seems to be due to the changes in the epochs of the large-scale atmospheric circulation. In turn the changes in the evolution of the large-scale circulation may be caused by a long-term solar variability.

Одной из проблем солнечно-атмосферных связей является их неустойчивость во времени и пространстве, что затрудняет разработку физического механизма влияния солнечной активности на состояние нижней атмосферы, погоду и климат. В данной работе исследуются пространственно-временные вариации долгопериодных эффектов солнечной активности (СА) и галактических космических лучей (ГКЛ) в циркуляции нижней атмосферы и рассматриваются возможные причины наблюдаемых вариаций.

На рис. 1 представлено распределение коэффициентов корреляции между давлением в тропосфере, характеризуемым высотой изобарического уровня 700 гПа (GPH700) согласно данным 'реанализа' NCEP/NCAR [1], и интенсивностью ГКЛ (скоростью счета нейтронного монитора в Клаймаксе), для разных временных периодов. Видно, что в любой из периодов эффекты ГКЛ имеют одну и ту же широтно-региональную структуру, определяемую климатическим положением основных атмосферных фронтов, однако знаки эффектов в указанные периоды противоположны. В распре-

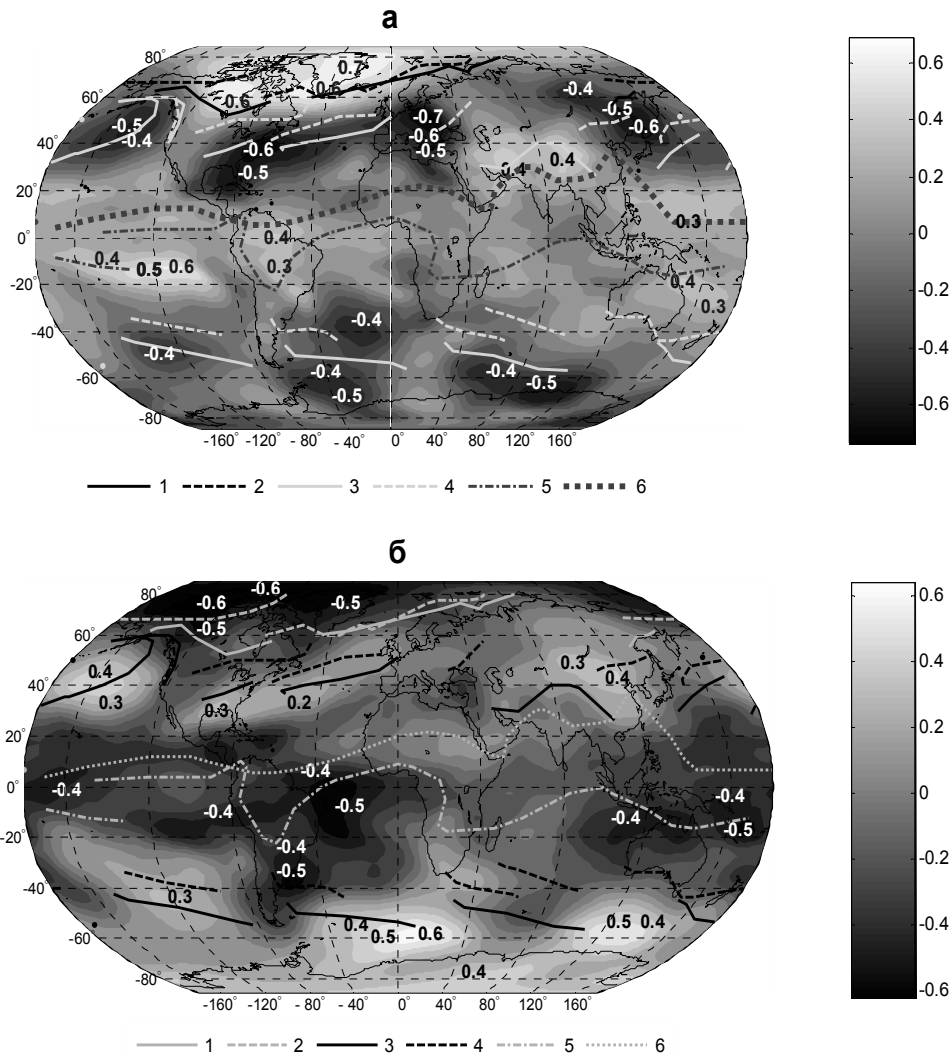


Рис. 1. Распределение коэффициентов корреляции между среднегодовыми значениями GRN700 и интенсивности ГКЛ для периодов 1982–2000 гг. (а) и 1953–1981 гг. (б). Положения климатологических фронтов: 1, 2 – арктический фронт (январь, июль); 3, 4 – полярный фронт (январь, июль); 5, 6 – экваториальная ложбина (январь, июль).

делении коэффициентов корреляции можно выделить высокоширотную область, ограниченную положением арктических фронтов (область формирования арктических антициклонов), среднеширотные области, локализованные на полярных фронтах (районы внетропического циклогенеза), и низкоширотную область в районе экваториальной ложбины (т.н. внутритропическую зону конвергенции, область формирования тропических циклонов). Таким образом, эффекты ГКЛ в вариациях давления зависят от особенностей барических систем, характерных для выделенных регионов.

На рис. 2 показан временной ход скользящих коэффициентов корреляции (период корреляции $T = 11$ лет) между давлением в различных широтных поясах и интенсивностью ГКЛ. Видно, что эффекты ГКЛ противоположны по знаку в высокоширотных областях северного и южного полушарий. Также отмечается противоположный характер эффектов ГКЛ в высоких широтах ($> 60^\circ\text{N}$) и в области внетропического циклогенеза

(40–60°N) северного полушария. В начале 1980-х гг. произошло изменение знака корреляции практически одновременно во всех широтных поясах.

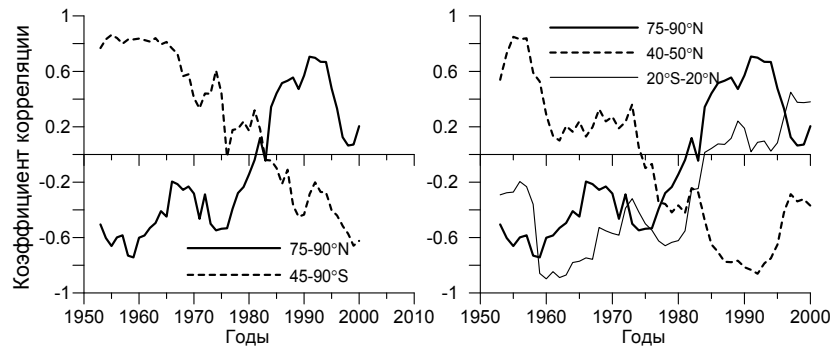


Рис. 2. Временной ход скользящих коэффициентов корреляции ($T = 11$ лет) между среднегодовыми значениями GPH700 для различных широтных поясов и потока ГКЛ.

На рис. 3 представлены скользящие коэффициенты корреляции между приземным давлением (по данным архива MSLP [2]) и числами Вольфа. Отчетливо видны колебания коэффициентов корреляции в полярных и умеренных широтах с периодом ~ 60 лет (рис. 3а,б). Данная гармоника наиболее четко выражена в областях формирования основных элементов крупномасштабной циркуляции атмосферы – высокоширотного циркумполярного вихря и полярной фронтальной зоны в умеренных широтах Северной Атлантики (области внутропического циклогенеза (рис. 3в)). Эффекты СА/ГКЛ в указанных регионах противоположны по знаку.

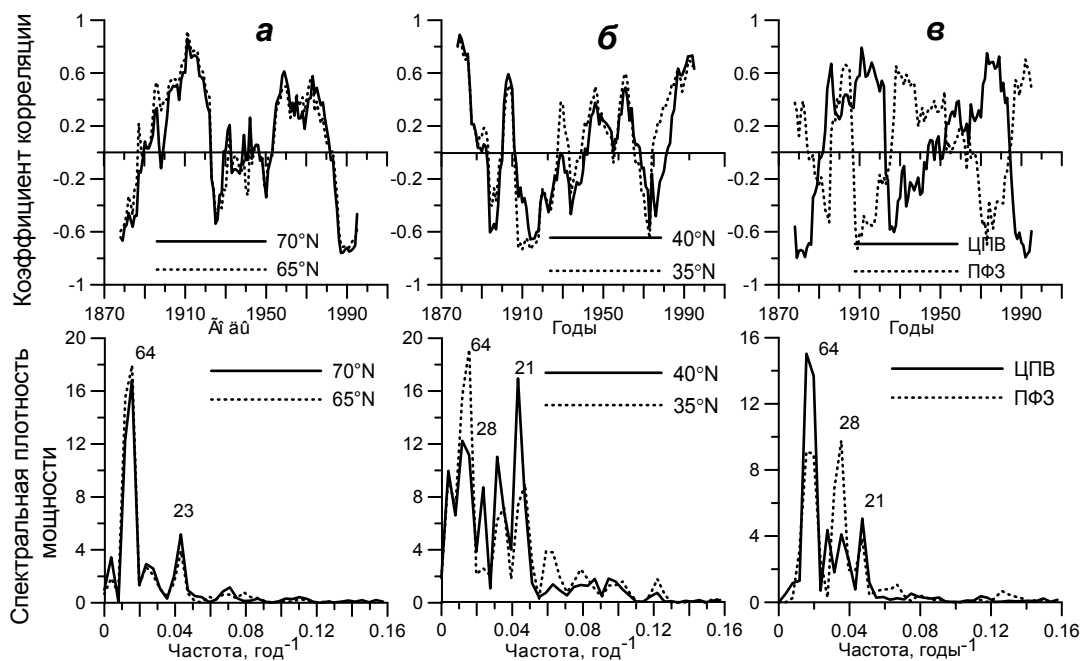


Рис. 3. Временной ход скользящих коэффициентов корреляции ($T = 11$ лет) между приземным давлением и числами Вольфа и спектры Фурье коэффициентов корреляции: а, б – для зональных значений давления; в – для значений давления в областях формирования циркумполярного вихря и полярной фронтальной зоны в Северной Атлантике.

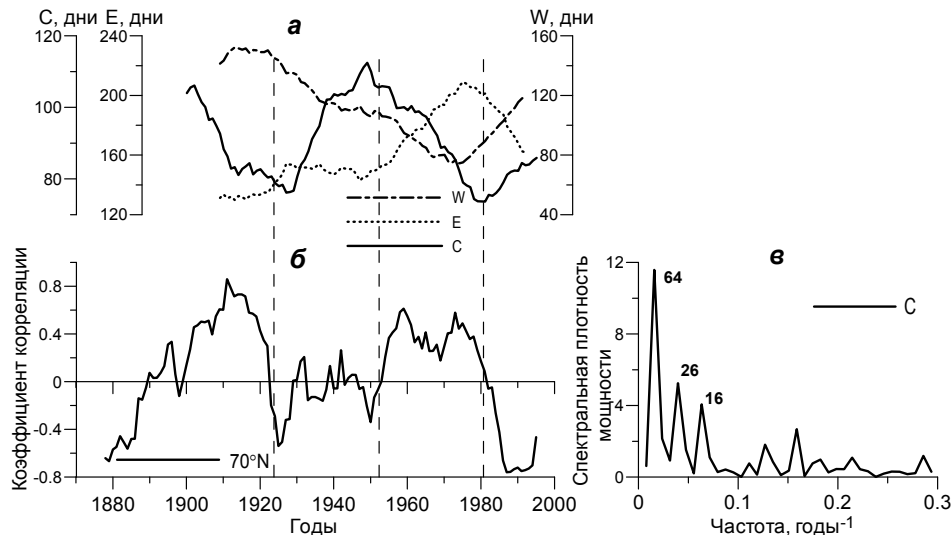


Рис. 4. Временной ход повторяемости основных форм циркуляции W , E , C (20-летние скользящие средние) (а) и скользящих коэффициентов корреляции ($T = 11$ лет) зонального давления на широте $70^\circ N$ с числами Вольфа (б); спектр Фурье повторяемости формы C меридиональной циркуляции (в).

Сопоставление временного хода коэффициентов корреляции в высоких широтах с изменениями повторяемости основных форм крупномасштабной циркуляции по классификации Вангенгейма-Гирса [3] показывает (рис. 4а,б), что смена знака эффектов СА/ГКЛ в начале 80-х гг. может быть связана с резким преобразованием режима макроциркуляции. В тот же период наблюдались изменения в эволюции глобальных магнитных полей на Солнце [4] и N-S асимметрии 11-летних циклов [5]. Также следует отметить, что периоды положительной корреляции давления с числами Вольфа совпадают с периодами уменьшения повторяемости меридиональной формы C и наоборот, при этом в спектре частоты повторяемости данной формы также обнаруживается доминирующая гармоника ~ 60 лет (рис. 4в).

Таким образом, результаты исследования показывают, что пространственная структура эффектов СА/ГКЛ определяется их влиянием на эволюцию основных элементов крупномасштабной циркуляции атмосферы (циркумполярный вихрь, планетарная фронтальная зона, циклоны и антициклоны). Наблюдаемая ~ 60 -летняя периодичность эффектов СА/ГКЛ обусловлена, по-видимому, сменами эпох макроциркуляции атмосферы, которые в свою очередь могут быть связаны с процессами на Солнце.

Работа частично поддержана программой ОФН У1-15 и грантами РФФИ 07-02-00379, 09-02-00083, 10-05-00129.

Литература

1. Kalnay, E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437-472.
2. Mean Sea Level Pressure, Climatic Research Unit, UK, <ftp://ftp.cru.uea.ac.uk>.
3. Вангенгейм Г.Я. // Труды Арктич. научно-исследоват. института, 1952, **34**, 314 с.
4. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. // Письма в Астрон. Журнал, 2009, **35**, 279-285.
5. Наговицын Ю.А. // Известия ГАО, 1998, **212**, 145-153.

ПЕРИОДИЧНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАЗНОЙ ВЕЛИЧИНЫ

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

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

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

PERIODIC CHANGES OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS OF DIFFERENT MAGNITUDES

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

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

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

Changes of the photospheric magnetic field are studied using Kitt Peak synoptic maps for 1976-2003. Wide range of magnetic fields correspond to various manifestations of the solar activity. Magnetic fields of different magnitudes display either 11-year or 22-year periodicity. Latitudinal distribution of magnetic fields changes sharply according to the field magnitude.

Различающиеся по величине группы магнитных полей соответствуют различным проявлениям активности Солнца. Солнечные пятна, полярные факелы и другие явления имеют различные временные и пространственные характеристики [1–3]. Нами на основе синоптических карт Китт Пик были рассмотрены распределения фотосферных магнитных полей по поверхности Солнца и их временные изменения (1976–2003 гг.).

Наряду с общим магнитным потоком, отдельно рассматривались временные изменения магнитных полей разной величины ($B < 10$ Гс и $B > 100$ Гс). На рис. 1а приведены изменения положительного и отрицательного потоков для северного полушария по всему интервалу значений магнитного поля. Видно, что потоки обеих полярностей изменяются синхронно, следуя 11-летнему циклу солнечной активности (СА). Очевидно, что в общем потоке определяющую роль играют поля активных областей. Вследствие биполярной структуры этих областей положительный и отрицательный потоки почти компенсируют друг друга. Разность положительного и отрицательного потоков (рис. 1б) изменяется с 22-летним периодом и связана, по-видимому, с глобальным магнитным полем. Смена знака разности происходит вблизи от переполюсовки глобального магнитного поля. Разность максимальна в минимумах СА и имеет ту же полярность, что и глобальное магнитное поле в данном полушарии (знак глобального магнитного поля в северном полушарии указан на рисунке). Для южного полушария были получены те же основные особенности временных изменений.

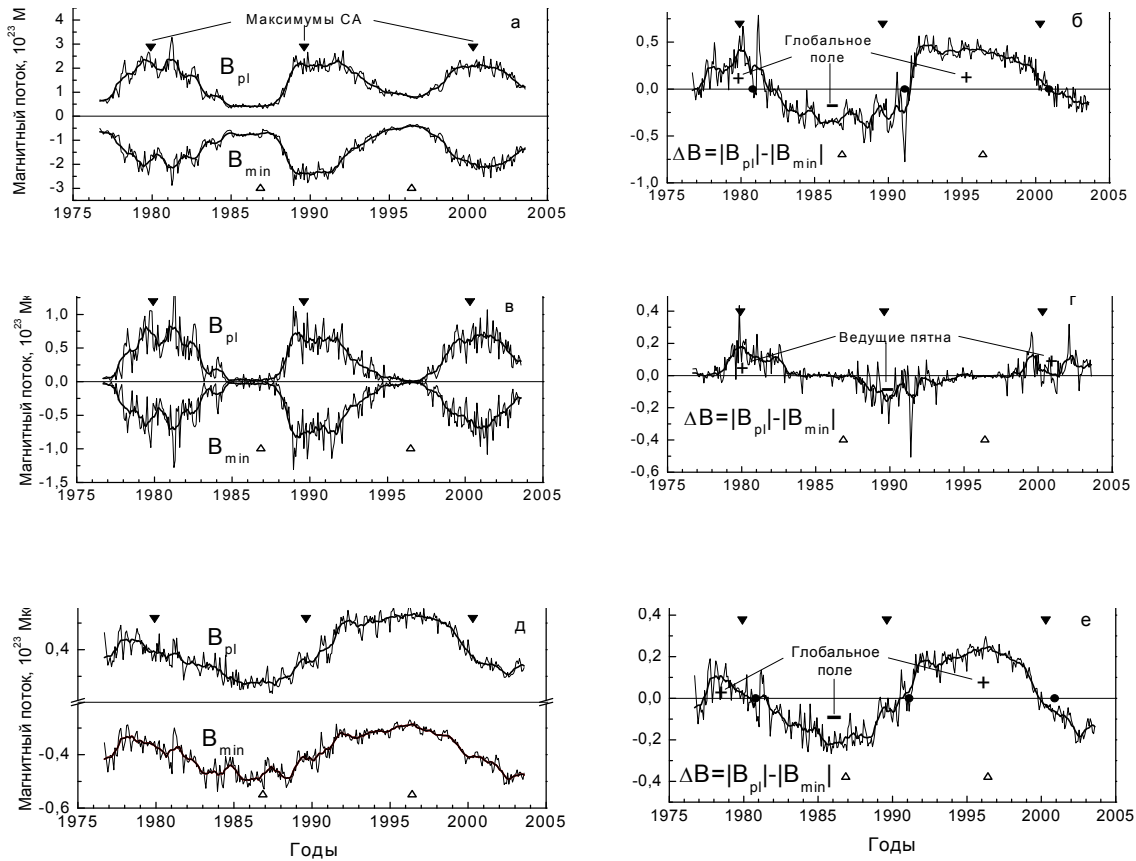


Рис. 1. Поток фотосферного магнитного поля. Слева – положительный V_{pl} и отрицательный V_{min} потоки: а) все значения магнитного поля; в) сильные магнитные поля; д) слабые магнитные поля. Справа – разность положительного и отрицательного потоков: б) все значения магнитного поля; г) сильные магнитные поля; е) слабые магнитные поля. Треугольниками отмечены максимумы СА (▽) и минимумы СА (△). Черные кружки – переполюсовка глобального магнитного поля Солнца.

Сильные магнитные поля ($V > 100$ Гс) показывают отчетливую 11-летнюю периодичность (рис. 1в), причем в период минимума СА магнитный поток падает почти до нуля (в отличие от полного магнитного потока – рис. 1а, – где в годы минимума становится заметен вклад слабых полей).

Разность положительного и отрицательного потоков для сильных магнитных полей (рис. 1г) также изменяется с 22-летним периодом, как и для полного потока магнитного поля. Однако, если в случае полного потока разность, связанная с глобальным магнитным полем, достигает максимума в минимуме СА и переходит через ноль в максимуме СА, то для сильных полей экстремумы разности приходятся на максимум СА, а переход через ноль происходит в период низкой СА. Следует отметить, что разность близка к 0 в течение нескольких лет около минимума СА (1983–1987 гг. и 1995–1997 гг.). Для сильных полей разность положительного и отрицательного потоков отражает доминирующую роль ведущих солнечных пятен. Знак разности совпадает со знаком магнитного поля ведущих пятен.

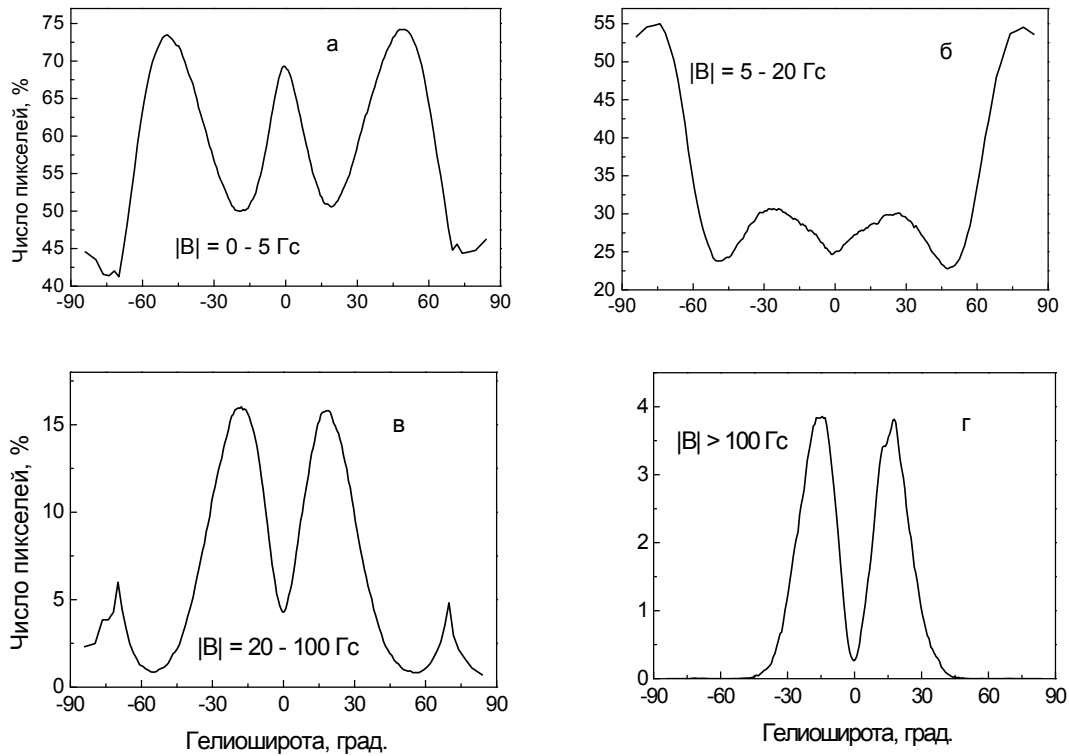


Рис. 2. Гелиоширотное распределение фотосферных магнитных полей разной величины. Кривые – результат усреднения за 1976–2003 гг.

Для слабых магнитных полей ($B < 10$ Гс) связь с солнечным циклом утрачивается, и остаются изменения только с 22-летним периодом. Положительный и отрицательный потоки развиваются в противофазе (рис. 1д), достигая экстремальных значений вблизи от минимума СА. Разность положительного и отрицательного потоков ведет себя аналогично, причем знак разности меняется в период переполюсовки общего магнитного поля Солнца (рис. 1е). Разность максимальна в минимумах солнечного цикла и имеет ту же полярность, что и глобальное магнитное поле в данном полушарии. Таким образом, слабые магнитные поля непосредственно связаны с глобальным магнитным полем данного полушария.

Различные проявления магнитной активности привязаны в большей или меньшей степени к определенным гелиоширотам. Мы рассмотрели широтное распределение магнитной активности, разделяя поля на группы в зависимости от их величины. Распределение магнитных полей рассматривалось отдельно для следующих групп полей: 0–5 Гс, 5–20 Гс, 20–100 Гс и $B > 100$ Гс. В каждом пикселе синоптической карты значение магнитного поля заменялось на 1 или 0 в зависимости от того, укладывается величина B в один из указанных интервалов или нет. Подготовленные таким образом синоптические карты, которые содержали в каждом пикселе только 1 или 0, были просуммированы за весь период с 1976 г. по 2003 г. Для каждого интервала значений была получена одна синоптическая карта за весь исследуемый период, т.е. почти за 3 солнечных цикла. Такие синоп-

тические карты показывают области концентрации полей различной величины. Усреднив данные синоптических карт по долготе, мы получили гелиоширотные распределения для указанных групп магнитных полей (рис. 2). Эти распределения показывают процент времени, в течение которого поля данной группы присутствовали на той или иной широте.

Самые слабые магнитные поля 0–5 Гс (рис.2а) избегают как королевские, так и околополярные зоны. Эти поля концентрируются в приэкваториальной зоне $\pm 10^\circ$, а также от 30° до 60° . Как видно из рис. 2а, на некоторых гелиоширотах слабые поля присутствуют почти 75% времени.

Если рассмотреть значения магнитного поля от 5 до 20 Гс, то они наблюдаются преимущественно на высоких широтах (рис. 2б). На всей остальной части солнечной поверхности такие магнитные поля появляются значительно реже. Что касается полей от 20 до 100 Гс (рис. 2в), а также для сильных полей – больше 100 Гс (рис. 2г), то они занимают королевскую зону. Особенно ярко эти магнитные поля выделяются в диапазоне широт от 10° до 30° градусов. Для полей 20–100 Гс (рис. 2в) отчетливо видно, кроме области повышенной активности в королевской зоне, также увеличение активности на широтах 70° – 80° в каждой из полусфер Солнца. Первая – зона пятнообразования – широты порядка 10° – 30° ; вторая – околополярная область, зона полярных факелов. Эти результаты согласуются с работами В.И. Макарова [4], где для характеристики высокоширотных областей использовалось число полярных факелов.

Выводы

Различающиеся по величине группы магнитных полей соответствуют различным проявлениям активности Солнца. Магнитные поля в зависимости от их величины изменяются с 11-летним или с 22-летним периодом.

Разность положительного и отрицательного потоков всегда изменяется с 22-летним периодом. Для слабых полей 22-летний цикл связан с проявлением глобального поля Солнца. Для сильных полей разность отражает доминирующую роль ведущих пятен.

Пространственное распределение для разных групп полей также существенно различается. Сильные поля занимают две королевские зоны (10° – 30°). Средние по величине поля наблюдаются в основном в полярных областях (выше 60°). Слабые поля избегают как королевские зоны, так и околополярные области и концентрируются в приэкваториальной зоне $\pm 10^\circ$, а также от 30° до 60° .

Литература

1. *Miletskii E.V., Ivanov V.G.* Astron. Reports 53 (9), 857-862, 2009.
2. *Биленко И.А.* 2010, настоящий сборник
3. *Robrecht E., Wang Y.-M., Sheely N.R., Jr., Rich N.B.* Ap.J. 716, 693-700, 2010.
4. *Makarov V.I., Makarova V.V.* Solar Phys., 163, 267-289, 1996.

БОЛЬШИЕ МИНИМУМЫ – МАКСИМУМЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И СОЦИОДИНАМИКА КУЛЬТУРЫ

Владимирский Б.М.

*НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»,
Таврический Университет им В.И. Вернадского*

GRAND MINIMA AND MAXIMA OF SOLAR ACTIVITY IN CULTURAL SOCIODYNAMICS

Vladimirsky B.M.

*Crimean Astrophysical Observatory,
V.I. Vernadsky Tavric University (Simferopol)*

A comparisone was made of largescale variations of solar activity with the indeces of creative productivity of Ch. Murrey since 11 AD century. It was revealed, that during Grand Minima this index increases for mathematics and phylosophers [3]. The opposite effect was obtained during longtime Maxima. The influence of Cosmic climate upon cultural dynamics takes place in global scale.

Введение

Реконструкция динамики солнечной активности в далеком прошлом [1] и построение индексов социокультурной динамики для больших промежутков времени [2] открывает замечательные возможности для изучения влияния «космического климата» на социальные процессы. Недавно было обнаружено, что экологические изменения, происходящие в эпохи Больших Минимумов солнечной активности в среде обитания, сопровождаются заметным (статистически значимым) возрастанием творческой продуктивности в рациональной сфере [3]. Этот эффект находит свое отражение, в частности, и в том, что Большие Минимумы предшествуют наступлению таких важных событий в культурной эволюции, как появление письменности и возникновение производящего хозяйства. При этом, как оказалось, указанные эпохи не сказываются заметным образом в динамике творческой продуктивности для гуманитарной области.

Для проверки реальности перечисленных закономерностей важно изучить вариации тех же социальных индексов для прямо противоположной экологической ситуации – в эпохи Больших Максимумов солнечной активности. Предварительные результаты такого анализа и являются предметом настоящего сообщения.

Исходный материал и методика обработки

В качестве показателей вариаций космического климата использовались реконструированные индексы солнечной активности Наговицына и др. [1]. Можно напомнить, что использованные также индексы творческой

продуктивности Мэррея [2] представляют собой ранги творческих личностей (с датами их акме) и списки важнейших открытий – новаций в естествознании. Представительная статистика имеется с 11 в.н.э. и ограничена 1950 г. В связи с этим, выбранные для анализа долговременные Максимумы солнечной активности – все события, когда десятилетние числа Вольфа были не менее 50 – располагаются в указанном временном интервале (годы): 1125; 1375; 1535; 1615; 1775; 1845.

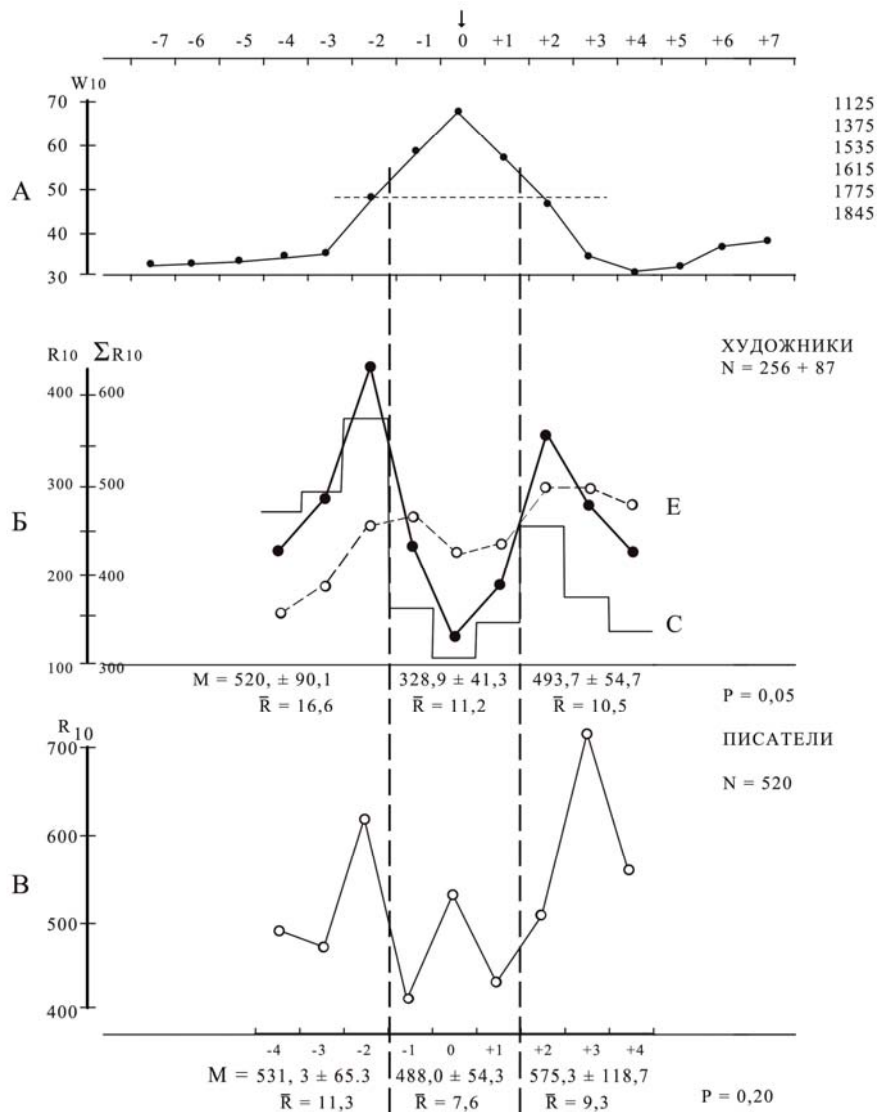


Рис. 1.

Применялся метод наложения эпох. Рис. 1 А – пояснение формальной процедуры определения средней продолжительности Максимума: средний профиль хода чисел Вольфа относительно реперного пункта (перечисленные выше годы) позволяет оценить ширину пика на полувысоте. Для рассматриваемых ниже социальных индексов важно сравнивать данные для зоны Максимума с «фоном» – такими же промежутками времени (30 лет) по обе

стороны от Максимума. Данные для различных видов творческой активности рассматривались отдельно. Индивидуальные ранги следуют распределению Лотки. Поэтому статистическая значимость различий «максимум – фон» оценивалась с помощью непараметрического критерия Манна-Уитни.

Важнейшие результаты

На рис. 1 Б показан ход творческой продуктивности (суммы рангов за десятилетние интервалы) для представителей изобразительного искусства. Справа – N – число событий. Для азиатских регионов (гистограмма) и Европы (кружки) ход индексов – однотипный. Если суммировать все данные (кресты), то депрессия в зоне Максимумов значима на уровне $P = 0,05$ (шкала для полной суммы рангов ΣR_{10}). Цифры под графиком – средние для данного интервала с их стандартными отклонениями, \bar{R} – средние индивидуальные рейтинги – для зоны максимумов – уменьшаются. Рис. 1 В, построенный в этом же формате для литераторов ($N = 520$), показывает ту же закономерность. Она имеет место также для математиков-философов (Рис. 2 Б), но определенно нарушается для европейских композиторов (рис. 2 А). Рис. 3 показывает аналогичный паттерн, но для совершенно особого случая: здесь показатели для всех творческих специальностей ($N = 94$) отложены для реперного пункта, найденного для данных Нового Света – пика культурных достижений древних Майя (770 ± 50 г; реальный максимум – 755 г.).

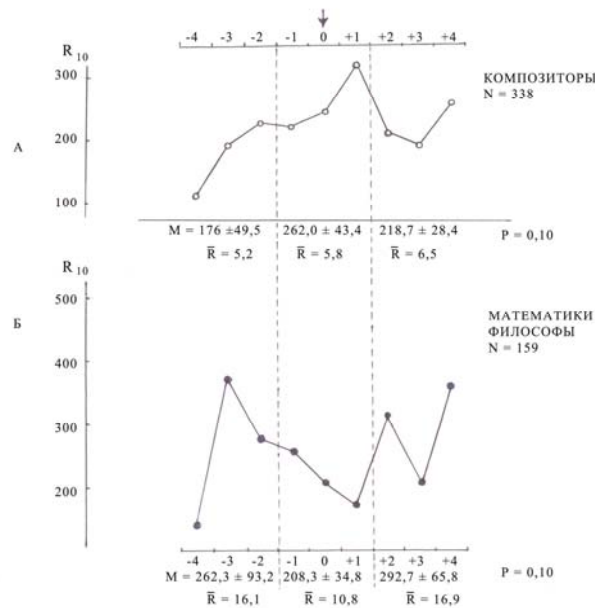


Рис. 2.

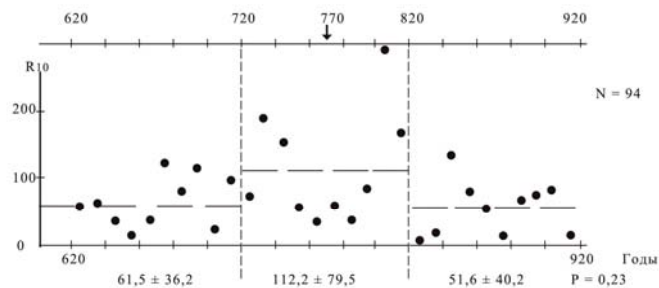


Рис. 3.

Наконец, на Рис. 4 статистика творческих достижений для естествознания сверстана для 11-летнего цикла солнечной активности (отдельно для четных и нечетных циклов; использованы годовые числа Вольфа [1]). Как видно, депрессия творческой продуктивности для эпохи максимума имеет место также для короткой шкалы времени.

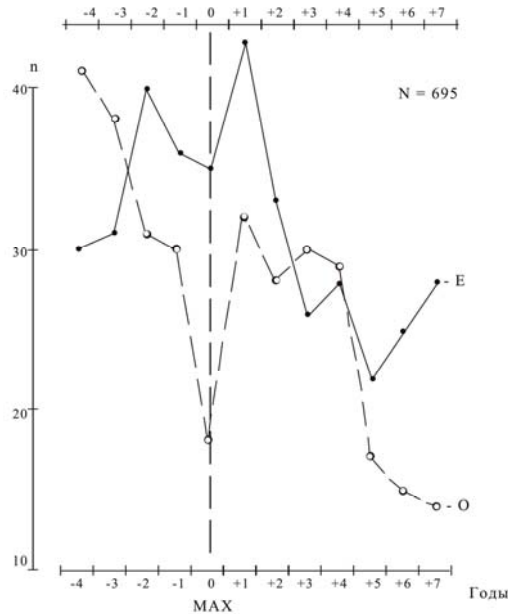


Рис. 4.

Обсуждение. Выводы

Рис. 2 Б, где для философов-математиков депрессия в эпоху максимумов обнаруживается и для средних индивидуальных рангов, может рассматриваться как подтверждение реальности эффекта Больших Минимумов: для них характерна, напротив, концентрация «гениев» [3]. Зависимость эффекта от типа творческой активности, наиболее явно наблюдается для музыкантов-композиторов и математиков (рис. 2 А, Б), хорошо согласуется с тезисом [3] о различии влияния космических агентов на нейрофизиологические процессы правого-левого полушариев. Рис. 3 является, по-видимому, первым прямым указанием на синхронизм социокультурной динамики в Старом и Новом Свете (глобальный характер влияния космического климата на социальную психологию подробно обсуждается в [4]).

Литература

1. *Yu.A. Nagovitsyn et al*, ESAI database and some properties of solar activity in the past, Solar physics, 2004, v. 224, № ½, pp. 103–112.
2. *Ch. Murray*, Human Accomplishment: the pursuit of excellence in the arts and sciences, Harper Collins Publ., NY, 2003, 668 p.
3. *Б.М. Владимирский*, Большие минимумы солнечной активности и социодинамика культуры, Геофизические процессы и биосфера, 2010 (в печати).
4. *Б.М. Владимирский*, Космическая погода и глобальные вспышки творческой активности, в кн. Ноосферология: наука, образование, практика, Таврический Университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, 2008, с. 306–340.

ГИПОТЕЗА О ФОРМИРОВАНИИ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Волобуев Д.М.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

A HYPOTHESIS OF HOW THE SUN'S POLOIDAL MAGNETIC FIELD FORMS

Volobuev D.M.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

Quantum superfluid (QS) is a specific state of matter which is found in cryogenic temperature experiments or in experiments with intensive optical pumping of plasma. QS has an ability to form long-lived spin clusters – structures with magnetic field. Although QS is questionable for the conditions of the Sun, we propose here that QS could appear within specific regions on the boundary of the radiative core. These regions could be conditioned by the endothermic nuclear reaction of decay of ${}^7\text{Li}$ with production of tritium. Spin clusters could be formed locally under quasi-coherent radiative transfer. These spin clusters should start the ω -dynamo in solar convective zone. Total cycle is likely to be modulated by tritium half-life (12.3 yr).

Введение

Как известно, магнитные поля на Солнце сосредоточены, главным образом, в активных областях. Формирование полоидального поля последующего цикла в конвективной зоне является одним из проблемных мест кинематической схемы динамо, которое оперирует средними полями. Совершенно не ясно, как усреднять полоидальные магнитные поля предыдущего и следующего циклов, притом, что локальные поля превышают средние на 3 порядка величины. Попытка создать схему динамо, более соответствующую наблюдениям, приводит, с одной стороны, к рассмотрению перколяционных моделей [1], а с другой стороны – к рассмотрению процессов диффузии поля в глубоких слоях Солнца – в тахоклине и в ядре [2–4]. Существование поля в ядре решило бы ряд последующих модельных трудностей, таких как, например, поддержание дифференциального вращения Солнца [3]. Поле в ядре, однако, не может быть связано с токами или конвекцией, так как конвекция в ядре подавлена лучистым переносом. Нам представляется разумным, поэтому, рассмотреть в настоящей работе возможность поддержания магнитного поля в ядре не за счет движения плазмы (конвекции), а за счет формирования локальных спиновых кластеров, образование которых связано с локальным охлаждением плазмы эндотермической ядерной реакцией.

Спиновые кластеры

Магнитные поля в природе не обязательно обусловлены круговыми электрическими токами. Например, магнитные поля ферромагнетиков обусловлены квантовомеханическим спином внешних электронов атомов, находящихся в кристаллической решетке. Электроны в полупроводниках, выбитые из локализованных состояний циркулярно поляризованным светом, сохраняют свой спин и соответствующее магнитное поле довольно продолжительное время, что дает надежду на разработку сверхбыстрых электронных приборов. В плазме при обычных условиях время сохранения спина чрезвычайно мало. Исключением является космическая разреженная плазма и лабораторная плазма при сверхнизких температурах или интенсивной оптической накачке [5]. Последние эксперименты представляют для нас наибольший интерес, т.к. в них удастся замагнитить дейтериевую плазму до полей 2.2 кГаусс, что, как известно, примерно соответствует величине напряженности магнитного поля в солнечном пятне.

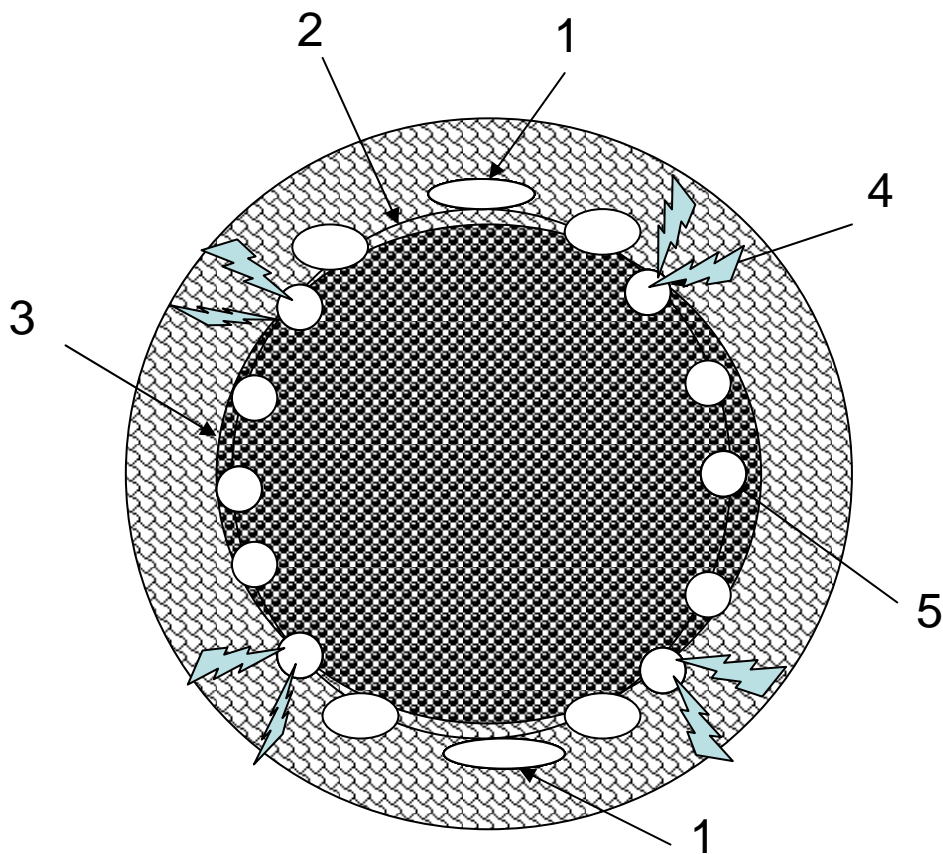


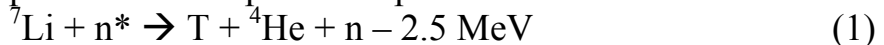
Рис. 1. Схема локального формирования «протопятна» на границе лучистого ядра. Область 1 – продукты эндотермической реакции размываются в конвективной зоне. Линия 2 – условная изотерма, соответствующая эндотермической реакции. Линия 3 – фигура вращения. Область 4 – место пересечения изотермы и фигуры вращения. Область 5 – продукты эндотермической реакции остаются в ядре.

Предположим, что в ядре, где конвекция запрещена, а химический состав стратифицировался за миллиарды лет, атомы находятся в оптических ловушках. Акты переизлучения в такой ситуации сведутся к перескокам электронов из локализованных состояний в свободные и обратно, что приведет к существованию нескомпенсированной спиновой поляризации и возможности образования спиновых кластеров. Время жизни кластеров, однако, будет зависеть от температуры как $\sim T^{-3}$, и более устойчивая намагниченность сможет существовать при более низких температурах. Хотя температура в недрах Солнца, очевидно, далека от 0, высокое давление и запрещенная конвекция в сочетании с пониженной температурой, возможно, переводят плазму в состояние квантовой супержидкости. Эта логика, в целом, соответствует наблюдаемой более холодной замагниченной плазме солнечных пятен, однако, чтобы подкрепить ее, мы должны найти эффективную эндотермическую реакцию на границе ядра.

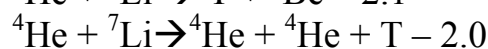
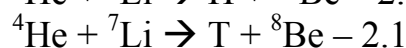
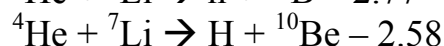
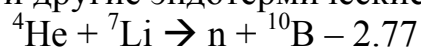
Эндотермические реакции

Как правило, эндотермические реакции учитывают энергетически в общей цепочке реакций синтеза, который происходит в ядре Солнца, и вклад их невелик. Тем не менее, учитывая стратификацию элементов, мы можем ожидать, что на границе лучистого ядра эндотермические реакции могут внести существенный вклад в кинематику вышележащих конвективных слоев Солнца. Из стандартной модели [6] следует, что на границе ядра выгорают изотопы Li и Be, так что в более высоких слоях преимущественно находятся изотопы водорода.

Наиболее известна эндотермическая реакция превращения лития в тритий при бомбардировке его быстрым нейтроном.



Нельзя исключать и другие эндотермические реакции



Кинетика этих реакций достаточно сложна, притом что это, очевидно, лишь малая часть реакций, которые могут происходить в системе Li-Be-H. Общий подход в таком случае может быть заимствован из описания кинетики реакций горения, где эндотермические реакции подавляют экзотермические, например [7]. Колебания в таких системах известны, но в нашем случае существует ряд особенностей, которые определяют кинетику.

Схематическое описание кинетики

Вращение Солнца приводит к тому, что поверхность изотермы, которая определяет кинетику реакций и поверхность изогравы (равновесия центробежной и гравитационной сил), которая определяет границу ядра и конвективной зоны, пересекаются по линии (Рис. 1). Низкоширотная окре-

стность этого пересечения – то место, где продукты и холод, произведенный эндотермической реакцией, накапливается в ядре, в высокоширотной же зоне область существования реакции переносится в конвективную зону, где ее исходные реагенты рассеиваются. Таким образом, когда в месте пересечения накапливается определенная концентрация ${}^7\text{Li}$, необходимая для запуска реакции, образовавшийся холодный тритий снижает температуру окружающей плазмы, переводя ее в состояние квантовой супержидкости. Спиновые кластеры намагничиваются противоположно остаточным полям предыдущего цикла по схеме, аналогичной [4]. Магнитное поле на границе ядра замагничивает плазму в конвективной зоне, и она всплывает в виде холодного пятна. Далее продукты более низкоширотной реакции диффундируют к границе ядра и образуют следующие пятна. Остывание плазмы и расход ${}^7\text{Li}$ локально останавливают реакцию. Процесс замагничивания останавливается с распадом охлаждающего агента – трития, имеющего период полураспада 12.3 года.

Выводы

- Предложенный механизм дает непосредственную интерпретацию ряду труднообъяснимых фактов, в числе которых: формирование крупномасштабного полоидального поля в каждом цикле, большая длительность цикла, удержание магнитной силовой трубки под фотосферой перед всплыванием, локальность фотосферных магнитных полей, низкая температура солнечного пятна.
- Необходимо построение численной модели и более детальное описание механизма

Работа выполнена при содействии РФФИ 10-02-00391, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», а также Государственной программы поддержки ведущих научных школ НШ-3645.2010.2.

Литература

1. *Schatten, H.* Modeling a Shallow Solar Dynamo. *Solar Physics*, 225, 3–38, 2009.
2. *Dikpaty, M., Gilman, P. A. and K. B. MacGregor.* Penetration of dynamo-generated magnetic fields into the sun's radiative interior. *Astrophys. Journal*, 638, 564–575, 2006.
3. *Kitchatinov L.L., Pipin, V.V., Rüdiger G.* Turbulent viscosity, magnetic diffusivity, and heat conductivity under the influence of rotation and magnetic field. *Astronomische Nachrichten*, 315, 157–170, 1994.
4. *Гудзенко и др.* Модель циклической активности Солнца. Тр. ФИАН, 90, 154–207, 1976.
5. *Coulter K.P. et al.* A High field optical pumping spin exchange polarized optical source. *Phys. Rev. Lett.* 68, 174–177 (1992).
6. *Brun A.S., Zahn J.-P.* Influence of the Tachocline on Solar Evolution. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 898, 113–121, 2000.
7. *Gray, B.F., Kalliadasis, S., Lazarovici, A., Macaskill, C., Merkin, J.H. and S.K. Scott.* The suppression of an exothermic branched-chain flame through endothermic reaction and radical scavenging. *Proc. R. Soc. Lond. A* (2002) 458, 2119–2138.

МОМЕНТЫ МИНИМУМОВ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ В ЭПОХУ МЕЖДУ ГЛОБАЛЬНЫМИ МИНИМУМАМИ ШПЕРЕРА И МАУНДЕРА

Волобуев Д.М., Наговицын Ю.А.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

EPOCHS OF 11-YEAR CYCLE MINIMA BETWEEN GLOBAL SPOERER AND MAUNDER MINIMA

Volobuev D.M., Nagovitsyn Yu.A.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

It is known that tree ring radiocarbon content is closely related to solar activity variations. Radiocarbon diffuses into the ocean and other carbon reservoir in a regular way. Unfortunately accuracy of radiocarbon measurements and ill-posed inverse problem for restoration of solar cycles limit our ability to determine the shape of 11-year cycles from this data. Here we show the possibility to determine most of minimum epochs for 11-year cycles if appropriate model is chosen for radiocarbon diffusion. We solve inverse heat-diffusion problem for the global data by Stuiver et al. (1998) and for local data by Miyahara et al. (2003) to calibrate the model and partly identify historical minima during (1420–1700 yrs).

Учитывая, что фактическое время перемешивания атмосферы (~2 лет) несколько больше, чем время накопления деревом углерода в годичном кольце, будем рассматривать дерево как датчик, расположенный на глубине E в однородном полупространстве. Тогда известное решение [1] (1), примененное к измеренным значениям $\Delta^{14}\text{C}$ [2, 3] (далее переменная C), даст нам оценку потока на глубине E , q_E , необходимую для решения Бургграфа (2).

$$q_M = 2\sqrt{\frac{k\lambda}{\pi}} \sum_{i=1}^M \frac{C_i - C_{i-1}}{\sqrt{t_M - t_i} + \sqrt{t_M - t_{i-1}}} \quad (1)$$

$$q(t) = q_E + k \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E^{2n-1}}{(2n-1)!} \frac{1}{a^n} \frac{d^n C}{dt^n} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E^{2n}}{(2n)!} \frac{1}{a^n} \frac{d^n q_E}{dt^n} \quad (2)$$

При калибровке (Рис. 1, 1700–1950) с использованием МНК относительно площадей пятен [4] были найдены следующие значения констант $a = 1063.7$, $\lambda = 0.056$, $k = 377.5$; $E = 1.2$. Для вычисления производных до $n = 3$ использовалась аппроксимация сплайнами.

Таким образом, положения минимумов воспроизводятся на калибровочном интервале с надежностью 80–90%. Можно ожидать некоторого уменьшения надежности для данных [3], что потребует дальнейшего сравнения найденных минимумов (Рис. 1, вертикальные линии) с независимыми данными (полярные сияния и пятна, видимые невооруженным глазом).

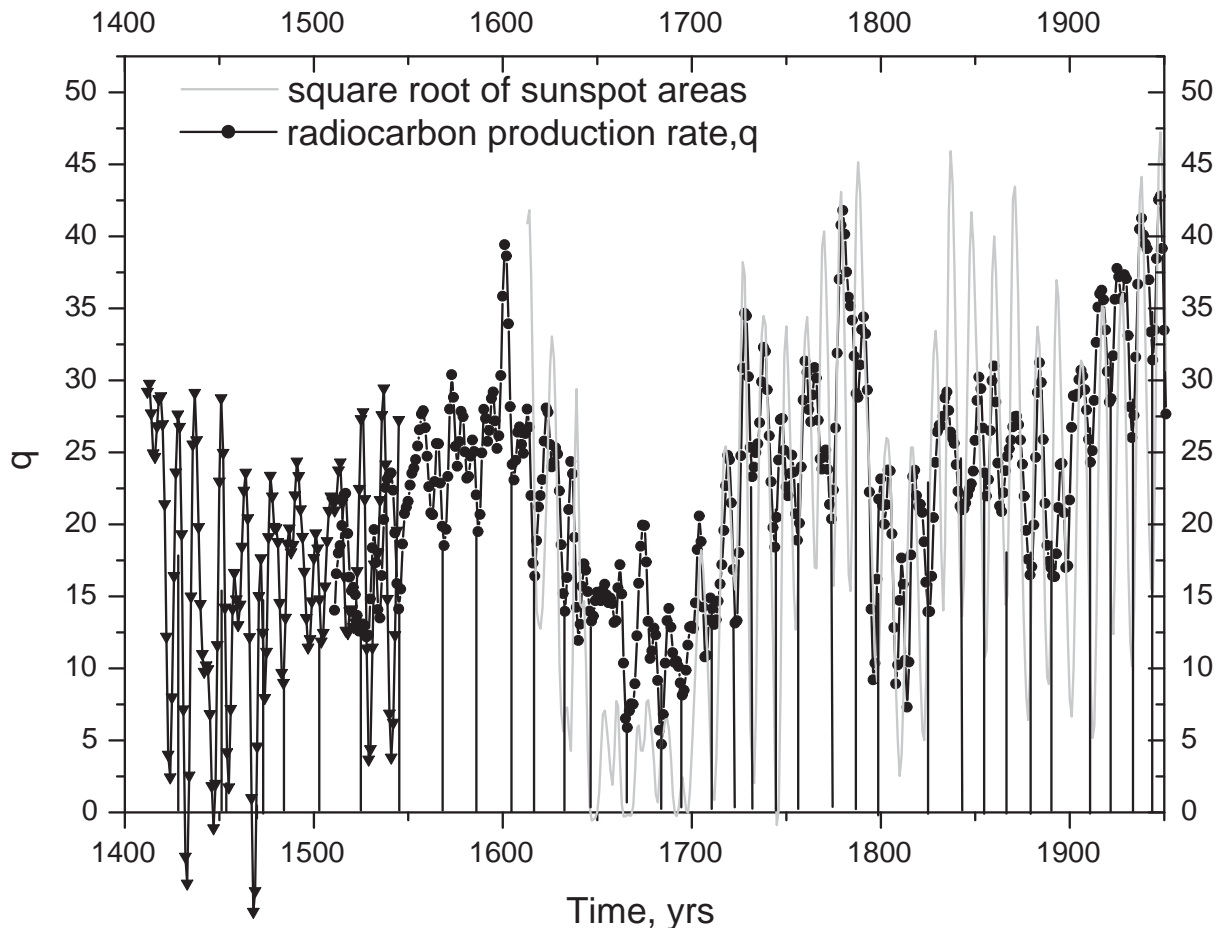


Рис. 1. Моменты минимумов в диффузионном потоке радиоуглерода по сравнению с площадями солнечных пятен [4]

Работа выполнена при содействии Фонда поддержки отечественной науки, РФФИ 09-02-00083, 10-02-00391, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», а также Государственной программы поддержки ведущих научных школ НШ-3645.2010.2.

Литература

1. Бек, Дж., Блакуэлл, Б, и Ч. Сент-Клэр мл. Некорректные обратные задачи теплопроводности. М.: Мир. 1989, 312 с.
2. Stuiver, M., P.J. Reimer and T.F. Braziunas. High-Precision Radiocarbon Age Calibration for Terrestrial and Marine Samples. // Radiocarbon 40, 1127–1151 (1998).
3. Miyahara H., Masuda K., Furuzawa H., Muraki Y., Nakamura T., Kitagawa H. and Arslanov Kh. Variation of the Radiocarbon Content of Tree Rings during the Spoerer Minimum // Proc. 28th International Cosmic Ray Conference, 2003 p. 4139–4142.
4. Nagovitsyn Yu.A. To the Description of Long-Term Variations in the Solar Magnetic Flux: The Sunspot Area. // Astronomy Letters, vol. 31, No. 8, p.557–562. 2005.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО ГЕОМАГНИТНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Вохмянин М.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский Государственный Университет

RECONSTRUCTION OF THE IMF POLARITY FROM GEOMAGNETIC OBSERVATIONS

Vokhmyanin M.V., Ponyavin D.I.

Saint-Petersburg State University

We present a modified method of inferring the IMF polarity from geomagnetic records measured at polar stations (Sitka, Sodankyla, Godhavn, Thule, Vostok). Our technique is based on the Svalgaard-Mansurov effect. The accuracy of inferring is around 83% for the set of Godhavn, Sitka and Sodankyla (since 1926) and near 90% for all stations (since 1958).

In this work we also get the following results: (1) the Rosenberg-Coleman rule is clearly seen from the data, so reversals of the global solar magnetic field were really occurred within last eight solar cycles, for the period 1906–1925 the success rate of inferring polarity is too low and the R-C rule is difficult to detect; (2) during the descending phase of solar cycle 16 a two-sector structure of IMF is observed similarly to the next even solar cycles.

1. Введение

Межпланетное магнитное поле (ММП) в плоскости эклиптики образует секторную структуру полярности ММП. С помощью эффекта Свальгарда-Мансурова (С-М) [1–3] её можно восстановить по геомагнитным данным [4]. Такие работы были реализованы авторами [2, 5–7]. Но [2] и [7] задействуют данные лишь с 1958 года, когда заработала станция Восток, поэтому только два каталога полярности ММП [5, 6] включают длительный период доспутниковых данных.

2. Данные

В нашей работе мы используем те же станции, что и [6], а также полярную станцию южного полушария Восток (таблица 1). Этот набор станций отличает наиболее длительный период наблюдений в интересующую нас доспутниковую эпоху. Для проверки полученных результатов восста-

Таблица 1. Список станций.

Name	IAGA	Geographic latitude	Geographic longitude	CGM latitude	Time interval
Sitka	SIT	57.1	224.7	59.8	1905 – 2005
Sodankyla	SOD	67.4	26.6	63.6	1914 – 2005
Godhavn	GDH	69.3	306.5	76.8	1926 – 2005
Thule	THL	77.5	290.8	86.2	1947 – 2005
Vostok	VOS	-78.5	106.9	88.4	1958 – 1998

новленной полярности используются спутниковые данные V_y компоненты ММП в системе GSM по OMNI базе NSSDC.

3. Метод восстановления полярности

Токовая система DRY сосредоточена в основном в полуденной части ионосферы в определенном интервале широт, а её интенсивность изменяется в течение года. Поэтому эффект С-М локализован по времени и изменяется соответствующим образом. Нам важны интервалы времени, где эффект имеет наибольшую амплитуду и отличим от мелкомасштабных вариаций. Для этого строим диаграммы распределения С-М эффекта в течение года и в течение суток (рис. 1). Они представляют собой усредненную за несколько десятилетий амплитуду наземного эффекта DRY токов. Последняя считалась как разность между скользящими средними суточных кривых, полученных для положительных и отрицательных значений V_y ММП. Затем производилась нормировка с помощью сигмоидной функции, и мы получали набор весовых коэффициентов $W_{st,doy}(h)$ (рис. 1), используемых для выделения искомым интервалов времени.

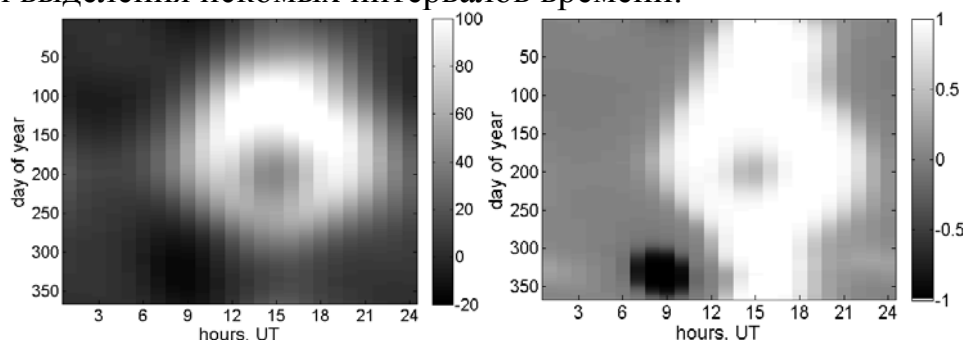


Рис. 1. Распределение амплитуды эффекта С-М (слева) и весовых коэффициентов (справа) для станции Годхавн.

Следующий этап – расчет суточной кривой $Sc_{st,doy}(h)$, соответствующей ходу геомагнитного поля при $V_y = 0$. Она не всегда должна совпадать со спокойной суточной кривой, поскольку также геоэффективны V_z компонента ММП и скорость солнечного ветра. Учесть эти параметры мы попытались введением отбора магнитограмм по AA-индексу геомагнитной активности. Для каждой станции (st) и каждого месяца (m) подбирались оптимальный (чтобы точность восстановления полярности была максимальной) интервал дней $L_{m,st}$, и среди них затем для каждого часа отбирались значения поля при $AA \in (AA_x \pm AA_{m,st})$, где AA_x – значение AA-индекса в исследуемый день. Полученные для каждого часа наборы значений усреднялись, а кривая сглаживалась.

Подсчёт полярности для каждой станции можно представить следующей формулой:

$$P_{st,doy} = \int_{h=1}^{h=24} (H_{st,doy}(h) - Sc_{st,doy}(h)) \cdot W_{st,doy}(h) \cdot dh, \quad (1)$$

здесь $H_{st,doy}$ – Н или Z компонента геомагнитного поля, doy – порядковый номер дня в течение года. Общая полярность находится суммированием $P_{st,doy}$ по всем доступным станциям. Посчитанная таким образом величина характеризует не только знак, но и амплитуду вариаций, вызванных ДРУ токами, то есть чем она больше, тем с большей вероятностью полярность верна.

Используем этот факт при сглаживании бартельских 27-дневных диаграмм. Значение полярности в каждой ячейке такой диаграммы сравниваем с взвешенной суммой соседних ячеек, и если их знаки противоположны, а модуль суммы больше значения в данной ячейке, то последнее меняет знак. Пример результата сглаживания диаграммы за 2000–2005 гг. – на рис.2.

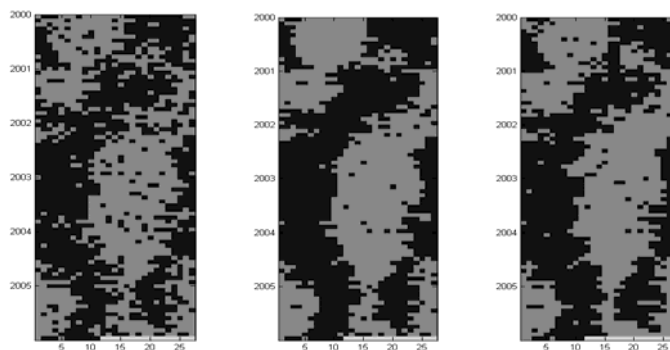


Рис. 2. Полярность $P > 0$ – серый оттенок, $P < 0$ – черный, до сглаживания слева, после по центру, справа – то же самое для данных V_{ygsm} по OMNI базе данных.

4. Результаты

Точность метода оценим как отношение числа дней совпадений знака V_y ММП с нашими результатами к общему числу дней на интервале с 1966 по 2005 год. Полученные результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2. Точность метода в %.

IAGA	янв-фев окт-дек	март-сен	За год	Полож.	Отриц.
SIT-SOD	72.6	71.8	72.2	72.6	72.1
GDH-SIT-SOD	80.1	85.3	83.1	82.6	83.9
THL-GDH-SIT-SOD	83.4	89	86.6	85.7	87.9
VOS-THL-GDH-SIT-SOD	89.3	90.2	89.9	89.6	90.5

Проанализировав данный каталог полярности ММП за период 1906-2005 гг. на предмет преобладания тех или иных секторов в периоды равенства (правило Розенберга-Коулмана [8]), мы получили следующий график – рис. 3. Правило Р-К отчетливо наблюдается, то есть переполюсовка глобального магнитного поля Солнца действительно происходила в течение последних восьми циклов. В более ранний период 1906–1925 гг. точность восстановления слишком мала для подобных выводов.

Отметим также, что по нашему каталогу полярности на спаде 16-го цикла наблюдается 2-х секторная структура ММП (рис. 4) с двумя антиподальными высокоскоростными потоками солнечного ветра противоположной полярности, что соответствует сильно наклонённому к оси вращения солнечному магнитному диполю. Такая же картина наблюдается на спаде всех последующих чётных циклов, и в меньшей мере нечётных. По каталогу Свальгаарда в этот период наблюдается 4-х секторная структура ММП с потоками одинаковой полярности. Таким образом, по крайней мере в данный период наш каталог демонстрирует более реалистичные и физически обоснованные данные.

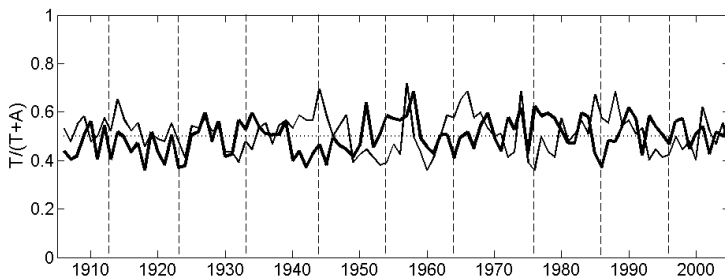


Рис. 3. Отношение числа дней восстановленной отрицательной полярности (Т) к общему числу (как в работе [9]) весной (толстая линия) и осенью (тонкая линия); Вертикальные линии – минимумы солнечной активности.

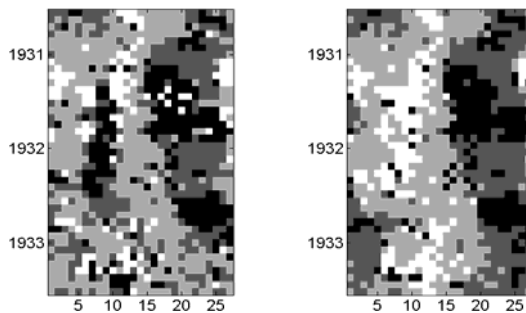


Рис. 4. Пример 27-дневных диаграмм на спаде 16 цикла по Свальгаарду (слева) и по нашим данным (справа). Чёрные и белые участки – повышенная геомагнитная активность с соответствующей полярностью ММП.

Литература

1. *Svalgaard, L.* Sector structure of the interplanetary magnetic field and daily variations of the geomagnetic field at high latitudes, Geophys. Paper R-6, Danish Meteorol. Inst., Charlottenlund, Denmark, 1968.
2. *Мансуров, С.М.* Новые доказательства связи между магнитными полями в космическом пространстве и Земли, Геомагнетизм и аэронавигация. 1969. Т.9, № 4. 768–770.
3. *Friis-Christensen, E., and J. Wilhelm.* Polar cap currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane, J. Geophys. Res., 80, 1248–1260, 1975.
4. *Russell, C.T., and R.L. Rosenberg.* On the limitation of geomagnetic measures of interplanetary magnetic polarity, Sol. Phys., 37, 251–256, 1974.
5. *Svalgaard, L.* Interplanetary magnetic sector structure 1926–1971, J. Geophys. Res., 77, 4027–4034, 1972.
6. *Vennerstroem, S., B. Zieger, and E. Friis-Christensen.* An improved method of inferring interplanetary sector structure, 1905-present, J. Geophys. Res., 106, 16011–16020, 2001.
7. *Berti, R., M. Laurenza, G. Moreno, and M. Storini.* Interplanetary magnetic field polarities derived from measurements of the northern and southern polar geomagnetic field, J. Geophys. Res., 111, A06109, doi:10.1029/2005JA011325, 2006.
8. *Rosenberg, R.L., and P.J., Jr., Coleman.* Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field, J. Geophys. Res., 74, 5611–5622, 1969.
9. *Hiltula, T., and K. Mursula.* Long dance of the bashful ballerina. Geophys. Res. Lett. 33, L03105, doi:10.1029/2005GL025198, 2006.

О ВОЗМОЖНОМ УСКОРЕНИИ ЧАСТИЦ В КОРОНЕ НА ФАЗЕ СПАДА ВСПЫШЕК

Выборнов В.И.¹, Лившиц М.А.²

¹*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва*

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

ABOUT POSSIBLE ACCELERATION OF PARTICLES IN THE CORONA AT THE DECAY PHASE OF FLARES

Vybornov V.I.¹, Livshits M.A.²

¹*Department of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow*

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

We compare observations of two large limb flares (23.10.2003 and 14.07.2005 г.) carried out with Mars Odyssey and RHESSI. Near the maximum both flare are similar to each other beside the stronger magnetic fields during the first event hold the plasma in low loops.

Weak burst at the final stage of the second flare is a direct evidence for post-eruptive ebergy release in the corona.

На космическом аппарате Mars Odyssey был установлен детектор нейтронов высоких энергий HEND (High Energy Neutron Detector), разработанный в ИКИ РАН под руководством И.Г. Митрофанова. Эта аппаратура предназначена для изучения нейтронного и гамма-излучения с поверхности Марса. Как при полете к Марсу, так и на околomarсианской орбите, с 24 октября 2001 г, HEND регистрировал жесткое излучение солнечных вспышек [1, 2]. В простейшем варианте этот прибор для солнечных исследований мог использоваться как рентгеновский и гамма- фотометры с полосами чувствительности около 80 кэВ и 330 кэВ. Временные профили регистрировались с разрешением 0,25 секунды и 1 секунда – рентгеновскими и гамма-фотометрами соответственно. Кроме того, каждые 20 секунд получались спектры излучения во всем диапазоне от 30 кэВ до 2 МэВ. Данные HEND дополняют имеющийся по наблюдениям на околоземных орбитах материал по жесткому излучению солнечных вспышек, заполняя лакуны и давая возможность изучать вспышки и активность групп на невидимой с Земли стороне Солнца. Всего с 2001 года было зарегистрировано около 50 больших событий, 30 из которых были отождествлены со вспышками с рентгеновским баллом выше М3.

В этой статье обсуждается вопрос о корональном источнике ускорения частиц. Данные Mars Odyssey свидетельствуют о том, что излучение в основаниях петель является более жестким, чем на корональных высотах. Это следует из анализа восхода и захода источников. Сравнительно недав-

но опубликованы результаты изучения рентгеновских источников, части которых близ основания петель находились за диском Солнца. Это исследование [3] основано не только на временных профилях, но и на анализе рентгеновских изображений. Источники на больших высотах наблюдались до энергий 50 кэВ, в то время как в областях близ основания петель возникали и более высокоэнергичные фотоны.

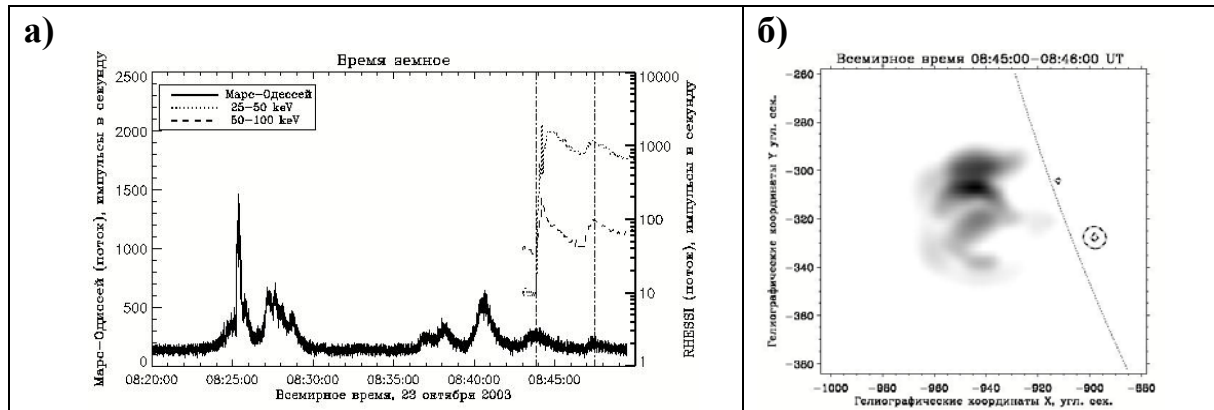


Рис. 1. а) Профили вспышки 23.10.2003 г. по данным Mars Odyssey и RHESSI
б) Изображение вспышки 23.10.2003 г. по RHESSI в диапазонах 12–25 кэВ за лимбом и 50–100 кэВ на диске (изолинии на уровне 50% и 90% от максимального потока).

Первый случай относился к октябрю 2003 года, когда большая группа пятен 10486 вышла из-за восточного края. На аппарате Mars Odyssey эта активная область наблюдалась более чем за сутки до ее выхода на лимб для земного наблюдателя. На рис. 1а [2] приведен временной профиль вместе с регистрациями RHESSI в двух диапазонах. Наблюдения RHESSI охватывали только заключительную стадию события. Эта мощная X 5.4 вспышка наблюдалась вплоть до энергий более 300 кэВ (в гамма-фотометре тоже). Для последнего слабого всплеска по данным RHESSI построено изображение вспышки, на котором на диске видны два источника в диапазоне 50-100 кэВ и более мягкий корональный источник – петли с максимальным свечением в их вершинах на высоте более 25000 км (рис. 1б [2]).

Аналогичное сопоставление потоков излучения, зарегистрированных на двух аппаратах в лимбовой вспышке X 1.2 14 июля 2005 г, приведено на рис. 2а. Наблюдения основного всплеска 10:30–11:00 UT на RHESSI отсутствовали. На Mars Odyssey зарегистрирована вся вспышка, с несколькими максимумами. Последний из них после 11:00 UT отмечен стрелкой – «ступенька» на рис. 2в. На RHESSI излучение этого небольшого всплеска продолжается не 5, а 10 минут, и его временной профиль заметно отличается от данных Mars Odyssey. Кроме мощного теплового излучения, в спектре (рис. 2б) при энергиях, превышающих 30 кэВ, отчетливо проявляется не-тепловое излучение. Для слабых вспышек на диске такой спектр встречается очень редко.

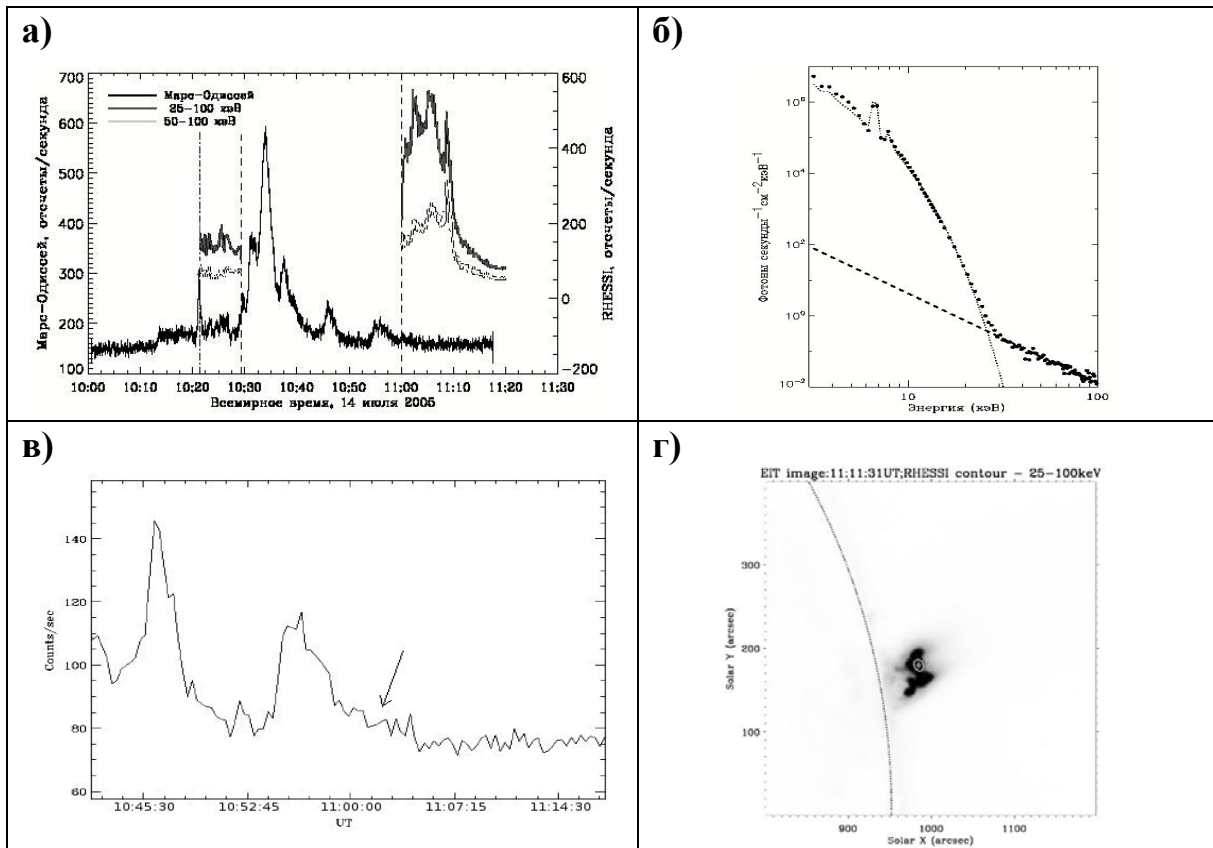


Рис. 2. а) Профили вспышки 14.07.2005 г. по данным Mars Odyssey и RHESSI; б) Спектр вспышки 14.07.2005 г. по данным RHESSI 11:02 – 11:03 UT. Показано разделение тепловой и нетепловой компонент с $\gamma=2.3$. в) Фрагмент профиля рис. 2а по Mars Odyssey; г) Изображение RHESSI -25-100 кэВ (изолинии) на фоне EIT, 195 А.

Радионаблюдения позволяют убедиться в реальности существования данного явления и указывают на причину отмеченных различий. На рис. 3 после 11:00 UT характерная «ступенька» видна на частотах 5-15 ГГц. Она отчетливо проявляется в данных Mars Odyssey, в то время как на RHESSI лучше выражена вторая часть всплеска. Действительно, возмущение на дециметровых волнах началось в 10:50, и уже в метровом диапазоне всплеск значительно усилился после 11:05 UT. Изображение, построенное по RHESSI в 11:08:36 – 11:09:36, показывает, что источник располагался на высоте около 30 000 км. Система постэруптивных арок наблюдалась еще несколько часов в районе активной области, а затем постепенно возникла еще одна система арок, протянувшаяся от того места расположения источника (рис. 2г) на юге активной области к самой южной части нейтральной линии крупномасштабного магнитного поля.

Таким образом, в обеих рассматриваемых мощных вспышках наблюдались серии быстрых жестких всплесков. В какой-то мере, события были типичными для мощных явлений по их проявлениям во внеатмосферных данных и радионаблюдениях. Они различались, по-видимому, тем, что в первом событии магнитные поля были более сильными и удерживали плазму внизу, препятствуя распространению процесса в корону. Послед-

ний слабый всплеск во вспышке 23 октября 2003 г. практически не выделялся среди всегда наблюдаемых. Напротив, всплеск 11:00–11:10 UT 14 июля 2005 г. в начале наблюдался на высоких частотах, а затем резко проявился в дм- и метровом диапазонах. Есть основания считать, что в этом случае явно наблюдается постэруптивное выделение энергии. А именно,

отношение газового давления к магнитному – величина β – оказывается достаточно близкой к единице близ вершин постэруптивных петель. Предыдущие импульсные процессы во вспышке 14 июля 2005 г. вероятно, привели к еще большему увеличению газового давления в одной или нескольких арках (вопрос об эволюции β затронут в [4]). Далее произошел локальный выброс и развитие дальнейших явлений по сценарию Коппа и Пноймана. В результате пересоединения магнитных силовых линий сформировался токовый слой в короне, в котором и ускорилось некоторое количество частиц. Известно, что такие явления наблюдаются в большом числе слабых, так называемых канонических вспышек. В анализируемом случае в самом конце большой вспышки этот эпизод ускорения частиц в короне отчетливо наблюдается с последовательным развитием явлений как на хромосферном уровне (в см-диапазоне), так и собственно в короне.

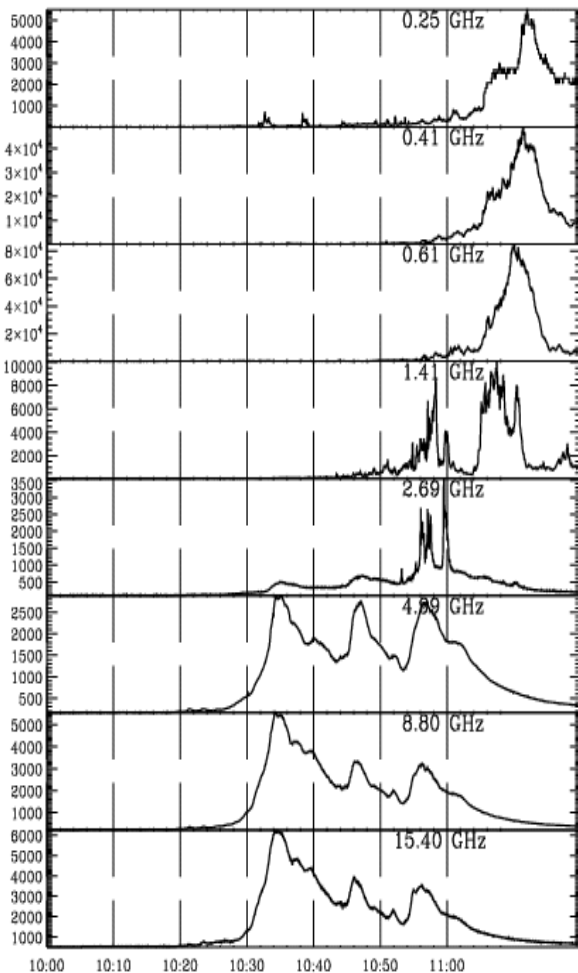


Рис. 3. Наблюдения радиовсплеска 14 июля 2005 г. по данным мировой сети станций.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00872 и 09-02-92610-КО.

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. S. Krucker and R.P. Lin. 2008, Astrophys. J., 673, 1181
4. М.А. Лившиц, Л.К. Кашанова. 2010, доклад на этой конференции

GNEVYSHEV GAP AND SPÖRER'S LAW

Georgieva K., Kirov B.

*Space and Solar-Terrestrial Research Institute-Bulgarian Academy of Sciences
Sofia, Bulgaria*

ПРОВАЛ ГНЕВЫШЕВА И ЗАКОН ШПЁРЕРА

Георгиева К., Киров Б.

*Институт космических и солнечно-земных исследований БАН
София, Болгария*

Больше чем полвека тому назад Гневыйшев установил, что у всех солнечных циклов имеется два максимума: один появляется раньше и на всех широтах, второй – позже и только на низких широтах. Автор предполагал, что эти два максимума обусловлены различными физическими механизмами, и что наблюдаемое движение к экватору зоны пятнообразования (закон Шпёра) является суперпозицией –изменяющейся относительной величины этих двух максимумов. Данное предположение ставит под сомнение не только закон Шпёра, но и теорию солнечного динамо, рассматривающую закон Шпёра как следствие крупномасштабной меридиональной циркуляции на Солнце – основу теории динамо. Здесь мы рассматриваем двойной максимум Гневыйшева с точки зрения динамо теории и показываем, что он находит в этой теории естественное объяснение и, более того, является ее подтверждением.

Introduction

As first noticed by Carrington, in the beginning of the solar cycle sunspots appear at higher latitudes and move toward the equator as the cycle approaches minimum. This is now known as Spörer's law, and is explained by the flux-transport dynamo theory [1, 2]. According to it, the solar toroidal field is generated from the poloidal field at the base of the convection zone because of the differential rotation which stretches the dipolar field lines in east-west direction [3]. The buoyant magnetic flux-tubes emerge piercing the solar surface in two spots with opposite polarities – sunspots. Due to the Coriolis force acting upon the rising field tubes, the leading polarity sunspots are at lower heliolatitudes than the trailing polarity sunspots. Late in the solar cycle the leading polarity sunspots diffuse across the equator and cancel with the leading polarity sunspots of the opposite hemisphere. The trailing polarity sunspots and the remaining sunspot pairs are carried toward the poles where the excess trailing polarity flux first cancels the flux of the old solar cycle and then accumulates to form the poloidal field of the new cycle with polarity opposite to the one in the preceding cycle.

This “flux-transport” dynamo mechanism includes a large-scale meridional circulation in the solar convection zone which carries the remnants of sunspot pairs poleward at the surface. For mass conservation, the poleward circulation must be balanced by a deep counterflow at the base of the convection zone car-

rying the poloidal field equatorward to transform it into toroidal field which emerges as the sunspots of the next cycle [4]. Spörer's law stating that the sunspot appearance zone moves from higher to lower latitudes as the sunspot cycle progresses, is a direct consequence of the existence of this deep meridional circulation carrying like a conveyor belt the flux from high to low latitudes.

Many sunspot cycles are double-peaked. Gnevyshev [5] studied the evolution of the intensity of the coronal line at 5303 Å in different latitudinal bands during the 19th cycle, and found that there were actually two maxima in the 19th cycle: the first one during which the coronal intensity increased and subsequently decreased simultaneously at all latitudes, appeared in 1957; the second maximum appeared in 1959–60 and was only observed at low latitudes, but below 15° it was even higher than the first maximum. Antalova and Gnevyshev [6] checked whether this is a feature of the 19th cycle only, or of all cycles. They superposed the sunspot curves from 1874 to 1962, and got the same result, that there are always two maxima in the sunspot cycle: the first one applies to all latitudes and appears simultaneously at all latitudes, and the second one occurs only at low latitudes. According to Gnevyshev [7] these two maxima result from different physical processes, and their existence means that there is no gradual displacement of the sunspot occurrence zone to the equator but the apparent equatorward movement is due to the superposition and changing relative importance of the two consecutive maxima. The latter suggestion not only contradicts Spörer's law but casts doubt on the flux-transport dynamo mechanism from which Spörer's law follows, because it excludes the meridional circulation which is an important ingredient of this mechanism.

The goal of the present study is to check whether the double-peaked sunspot cycle can be explained by the flux-transport dynamo mechanism, or whether the mechanism should be reconsidered.

Factors determining the way the solar dynamo operates

The two most important parameters in the dynamo mechanism ruling the period and amplitude of the sunspot cycle are the speed of the meridional circulation and the diffusivity in the solar convection zone. Unfortunately, both parameters are largely unknown. Different authors have assumed different speeds of the surface and deep meridional circulation, and different values and radial distribution of the turbulent diffusivity, and based on the same flux-transport model, have obtained drastically different forecasts for the forthcoming solar cycle 24 [8].

We have proposed a method to evaluate the speed of the surface and deep meridional circulation from geomagnetic data [9]. Here we extend this method to estimate also the diffusivity in the upper and lower parts of the solar convection zone.

Derivation of the meridional circulation and diffusivity

Geomagnetic activity has two peaks in the 11-year solar cycle. The first one coincides with the sunspot maximum and is due to solar coronal mass ejections. The second one is on the decline phase of the sunspot cycle and is caused by high speed solar wind streams from solar coronal holes. As shown in [10], geomagnetic activity reaches a maximum on the sunspot decline phase when polar coronal holes have already formed and low latitude holes begin attaching themselves to their equatorward extensions and growing in size, so the Earth is embedded in wide and long-lasting fast solar wind streams. We therefore assume that the geomagnetic activity maximum on the declining phase of the sunspot cycle appears when the flux from sunspot latitudes has reached the poles, and from the time between sunspot maximum and geomagnetic activity maximum we calculate the speed of the surface meridional circulation V_{surf} (Fig. 1). The anticorrelation between V_{surf} and the amplitude of the next sunspot cycle

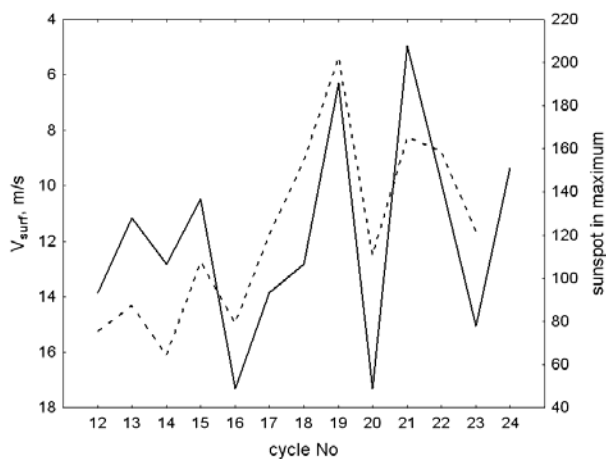


Fig. 1. Speed of the surface meridional circulation V_{surf} (solid line, note the reversed scale) and amplitude of the following sunspot cycle (dashed line).

means that in the upper part of the solar convection zone advection is more important than diffusion, and a slower poleward circulation means more time for the leading polarity sunspots to cancel with their counterparts from the opposite hemisphere, more trailing polarity flux reaching the poles, stronger polar field of the new cycle from which stronger toroidal field is generated. If diffusion were more important than advection, slower circulation would mean more time for diffusive decay of the flux during its transport to the pole, and hence a

weaker polar field, respectively a weaker toroidal field of the next cycle.

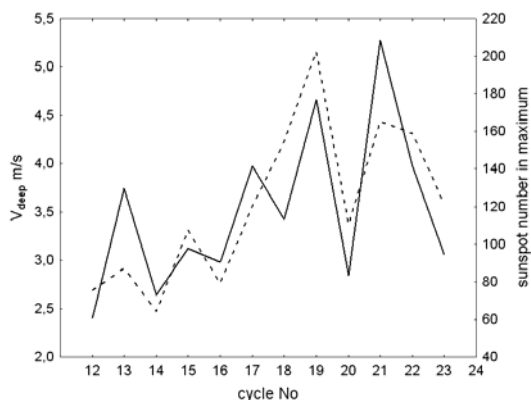


Fig. 2. Speed of the deep meridional circulation V_{deep} (solid line) and amplitude of the following sunspot cycle (dashed line).

If the diffusivity is very low, the flux will make one full circle from sunspot latitudes to the poles, down to the tachocline at high latitudes and back to sun-

spot latitudes. In this case from the time between the geomagnetic activity maximum on the sunspot declining phase and next sunspot maximum we can calculate the speed of the deep meridional circulation V_{deep} (Fig. 2), and from the correlation between V_{deep} and the amplitude of the next cycle we can evaluate the relative importance of diffusion and advection in the solar convection zone. The positive correlation obvious in Fig.2 means that diffusion is more important than advection there, so faster circulation means less time for diffusive decay of the flux during its transport through the convection zone, therefore stronger toroidal field and higher sunspot maximum of the next cycle. If advection were more important, higher speed would mean less time for generation of toroidal field, weaker toroidal field and lower sunspot maximum. “Very low” diffusivity and fully advection-dominated regime in the lower part of the convection zone means $\eta \sim 10^7 \text{ m}^2/\text{s}$ [11].

The other extreme – very high diffusivity and strongly diffusion-dominated regime near the tachocline – occurs when $\eta \sim 2\text{--}9 \cdot 10^8 \text{ m}^2/\text{s}$ and $\eta/u_0 > 2 \cdot 10^7 \text{ m}$ where u_0 is the maximum surface circulation speed [12]. In this case the time from the geomagnetic activity maximum on the sunspot declining phase and next sunspot maximum will be $T = L^2/\eta$ and from it we can calculate the average

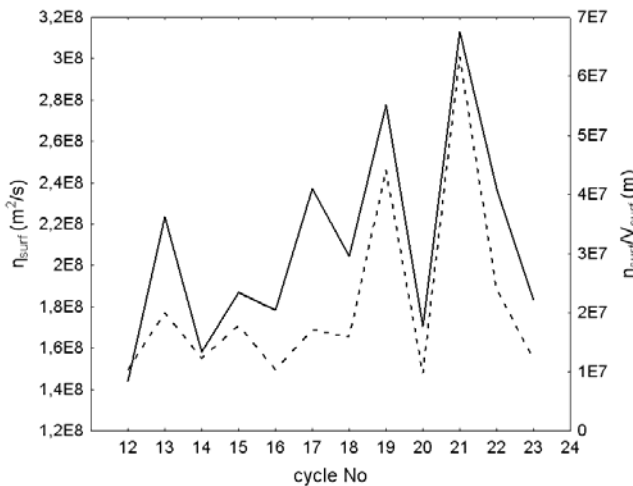


Fig. 3. Diffusivity in the upper part of the solar convection zone η (solid line) and ratio of the diffusivity to the maximum surface circulation η/u_0 (dashed line).

diffusivity in the bulk of the convection zone and the ratio η/u_0 (Fig. 3). As seen from Fig. 3, even under the assumption that all of the flux is diffused through the convection zone from which an upper limit of the diffusivity can be derived, both calculated η ($\sim 1\text{--}2 \cdot 10^8$) and η/u_0 ($\sim 5 \cdot 10^6\text{--}2 \cdot 10^7$) are not high enough for strongly diffusion-dominated regime, and on the other hand - not low enough for fully advection-dominated regime.

If the diffusivity is intermediate (“moderately diffusion-dominated regime”), a part of the flux short-circuits the meridional circulation, another part makes a full circle. For this regime the diffusivity should be $\eta \sim 1\text{--}2 \cdot 10^8 \text{ m}^2/\text{s}$ [11]. This value is consistent with the estimation presented in Fig.3, as well as with calculations based on the observed turbulent velocities and size of convection cells in solar convection zone, and considerations about the correlation between the two solar hemispheres, and between the strength of the polar field and the amplitude of the following sunspot maximum [12, 13].

The sunspot cycle in moderately diffusion-dominated regime

If the solar dynamo operates in moderately diffusion-dominated regime in the upper part of the convection zone, the sunspot cycle will be a superposition of two surges of toroidal field: generated from the poloidal field diffused across the convection zone, and from the poloidal field advected by the meridional circulation. To check this we have plotted the total sunspot area as a function of time and latitude (from <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>) for each sunspot cycle from 12 to 23. Fig.4 demonstrates the two peaks in cycle 16. The first one is centered at Carrington rotation 965 and appears simultaneously in a wide latitudinal range between 26.1 and 18.7° heliolatitude, the second one moves from 16.3° in Carrington rotation 981, 13.9° in rotation 1003, 9.2° in rotation 1018, to 4.6° in rotation 1024. We identify the first peak with the flux diffused in a wide latitudinal area across the convection zone, and the second one – with the flux advected all the way to the poles, down to the tachocline and back equatorward to sunspot latitudes.

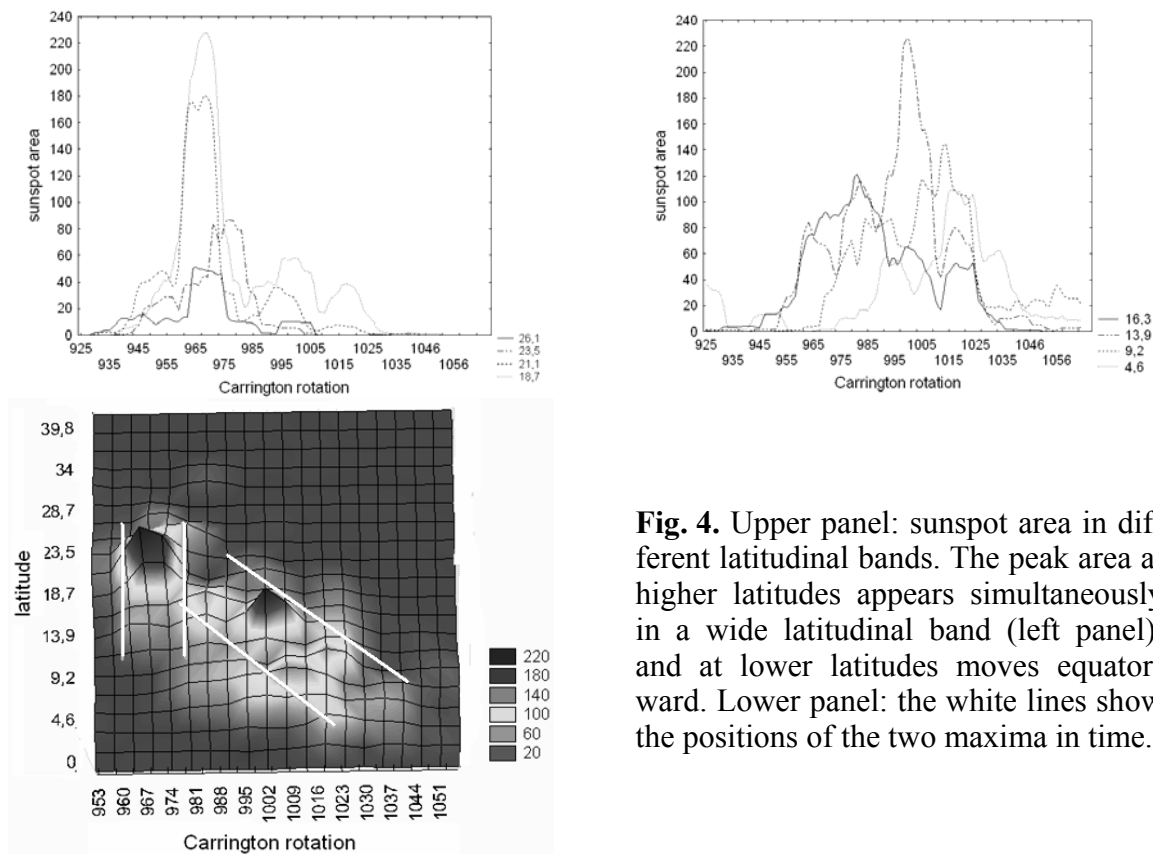


Fig. 4. Upper panel: sunspot area in different latitudinal bands. The peak area at higher latitudes appears simultaneously in a wide latitudinal band (left panel), and at lower latitudes moves equatorward. Lower panel: the white lines show the positions of the two maxima in time.

The diffusion generated peak appears earlier and at higher heliolatitudes in all cycles from 15 to 19. The order is reversed in cycles 12–14 and 20–23: first the advection generated peak at higher latitudes, then the diffusion generated peak at lower latitudes. An example (cycle 21) is shown in Fig.5. In all cases the diffusion generated peak is higher. Fig.6 demonstrates the relation between the order in which the two peaks occur and the secular solar cycle. It seems that the order changes either in ascending and descending phases of the secular cycle, or, if cycle 20 is indeed already on the ascending branch of the next secular cycle

[13, 14] – in consecutive secular cycles. At present it is difficult to understand the reason for this, but it obviously has a connection with the long-term variations in solar activity and can give additional information about solar dynamo.

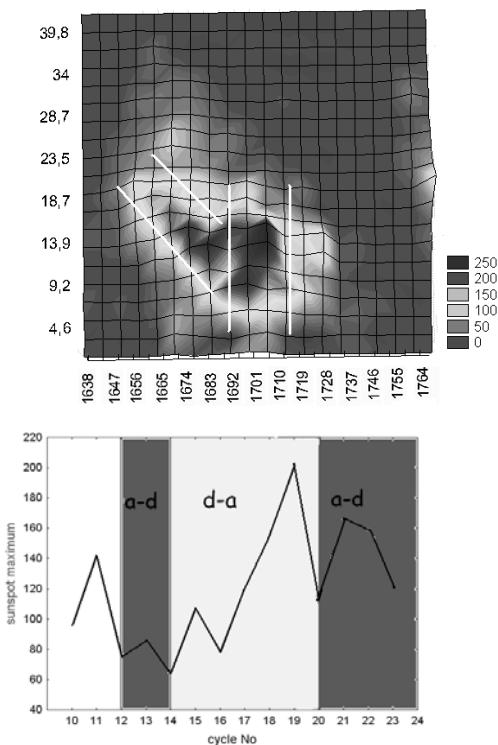
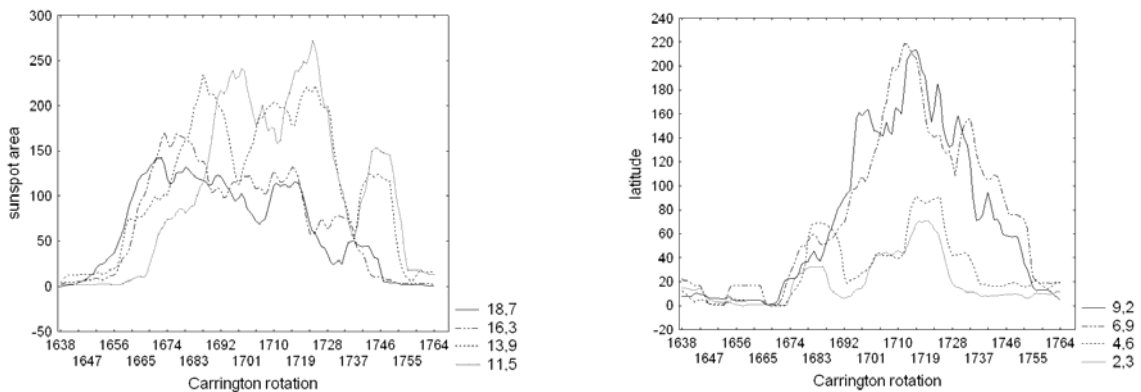


Fig. 5. The two peaks in sunspot area during cycle 21: the first one is advection generated and moves from Carrington rotation 1650 to rotation 1690 about 20° to about 10° from, the second one, peaked around Carrington rotation 1705, appears simultaneously at all latitudes below 15° .

Fig. 6. Advection-dominated before diffusion-dominated peak (“a-d”) and diffusion-dominated before advection-dominated peak (“d-a”) in the secular solar cycle.

References

1. Babcock, H.W., ApJ 133, 572, 1961.
2. Leighton, R., ApJ 156, 1, 1969.
3. Parker, E., Astrophys.J., 122, 293, 1955.
4. Wang Y.-M., Sheeley N.R. Jr., Nash, A.G., ApJ, Part 1, 383, 431, 1991.
5. Gnevyshev, M.N., Sov. Astron. 7(3), 311, 1963.
6. Antalova A., Gnevyshev M.N., Astron. Zh. 42, 253, 1965.
7. Gnevyshev M.N., Solar Phys. 1 (1), 107, 1967.
8. Hathaway D., Space Sci. Rev. 144 (1-4), 401, 2009.
9. Georgieva K., Kirov B., J. Atmos. Solar-Terr. Phys. doi:10.1016/j.jastp.2010.03.003, 2010.
10. Wang, Y.-M., et al., ApJ 580, 1188–1196. 2002.
11. Jisng J., et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 381 (4), 1527, 2007.
12. Hotta H., Yokoyama T., ApJ 709:1009–1017, 2010.
13. Choudhuri A.R., Astroph. Space Sci. Proc. Part 4, doi: 10.1007/978-3-642-02859-5_66, 2010.
14. Yoshimura H., ApJ, Part 1, 227, 1047, 1979.
15. M. Kopecky, BAICz. 42, 158, 1991.

ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Горшков В.Л.

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

VARIATIONS OF GEOMAGNETIC FIELD AND EARTH'S ROTATION PARAMETERS

Gorshkov V.L.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St.Peterburg, Russia

The low frequency (decadal) length-of-day (LOD) variations and amplitude and phase variations of chandlerian (CW) wobbles of polar motion were detected by the longest series of the Earth's orientation parameters from IERS site. The weak additional CW component was extracted in the frequency band 0.78-0.91 cycle per year. The structural features of the amplitude variations of this component have a good compliance with the moments of geomagnetic jerks as well as phase change of CW.

The LOD variations were compared with secular variations of speed of the geomagnetic field (SV). The annual geomagnetic data of geomagnetic observatories with long observation history (> 10 years) were averaged over regions and over the both hemispheres. There was revealed 7-8 yearth mean offset of LOD sets relative to SV one (LOD set is behind of SV). This is a problem because the usual their interaction is expected as inverse one.

1. Самыми низкочастотными вариациями в скорости вращения Земли являются декадные вариации с периодами от десятков лет и больше и амплитудами, достигающими единиц миллисекунд времени. В этих колебаниях сосредоточена основная энергия неравномерного вращения Земли. Причины этих вариаций продолжительности суток (ПС) приписывают различным механизмам взаимодействия мантии и ядра [Lambeck, 1980], а также гляциологическим и климатическим вариациям [Сидоренков, 2002].

Самая мощная составляющая в периодических колебаниях полюса, чандлеровское движение полюса (ЧДП), имеет значительные низкочастотные вариации амплитуды. Причины этих вариаций пока не выяснены, однако в работе [Bellanger et al., 2002] показано, что почти все геомагнитные джерки (внезапные изменения скорости вековых вариаций геомагнитного поля) отражаются в характере поведения ЧДП. Следовательно, одной из причин возбуждения низкочастотных вариаций амплитуды ЧДП также может быть взаимодействие мантии и ядра.

Цель данного исследования – сопоставить низкочастотные вариации параметров вращения Земли (ПВЗ) со структурными особенностями вектора скорости геомагнитных вариаций на возможно более длинном интервале времени для оценки геофизических параметров взаимодействия мантии и ядра. Следует заметить, что наблюдаемые вариации ПВЗ могут быть обуслов-

лены различными возбуждающими геофизическими факторами. Поэтому восстановление входного возбуждения по наблюдаемым ПВЗ принадлежит к классу некорректно поставленных обратных задач. Ввиду этого полезны любые дополнительные, в том числе статистические, данные и предположения о входных возбуждающих ПВЗ факторах.

2. Для анализа вариаций ПС использовались вариации разности реальной и номинальной (86400 сек) продолжительности суток (Δ ПС). Данные о Δ ПС и колебаниях полюса хранятся на сайте международной службой вращения Земли (МСВЗ) [<http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/product/>]. В качестве основного метода исследования использовался сингулярный спектральный анализ (ССА) и его многомерная версия (МССА) в программной реализации СПбГУ «Гусеница» [Данилов, Жиглявский, 1997].

Для исследования Δ ПС использовались астрометрический ряд классической службы определения ПВЗ (ряд *eopAO*) с 1956 до 1992 года и наиболее продолжительный сводный ряд данных космической геодезии (*Finals2000A.all*) с 1981 года. Из всех рядов Δ ПС были удалены все приливные вариации. Кроме того, использовался однородный ряд данных Δ ПС, полученный на основе наблюдений покрытий звёзд Луной (*LUNAR-97*). Точность и плотность (одно значение в год) этого ряда существенно ниже других, но для определения долгопериодических вариаций Δ ПС ряд вполне приемлем. Все эти ряды имеют пересечение в несколько лет, что позволило создать из них непрерывный композиционный ряд Δ ПС.

Для исследования колебаний полюса использовались ряд *CO1*, составленный по данным международной службы широты (МСШ), и комбинированный ряд *CO4*. Движение среднего полюса складывается из почти линейной и 20-30 летней (волны Марковица) компонент, составляющих 36% от общей мощности колебания полюса. После их снятия движение полюса практически полностью представляется своими основными модами – чандлеровским, дающим 42% в общее движение полюса по данным МССА разложения, и годичным колебанием (14 %).

Для совместного исследования с вышеупомянутыми рядами ПВЗ использовались следующие обсерваторские ряды геомагнитных вариаций (ГМВ): среднегодовые (<http://www.wdc.bgs.ac.uk/>) с 1843 по 1997 гг. и среднемесячные (программа *INTERMAGNET*, <ftp://newclf-gin.ipgp.fr>), с 1883 по 2007 гг. По каждой из компонент вектора ГМВ на каждой станции с историей наблюдений не менее 10 лет были оценены скорости изменения ГМВ, которые затем были осреднены по регионам. Из них методом ССА были выделены низкочастотные (более 10 лет) составляющие, генерация которых обычно приписывается внутренним процессам на границе мантия – ядро.

3. Метод ССА позволяет выделить из ряда колебаний полюса, помимо основной моды ЧДП с частотой 0.84 цикл/год (*CW1*), группу компонент с близкими частотами в интервале 0.78 – 0.92 цикл/год (*CW2*) (рис.1).

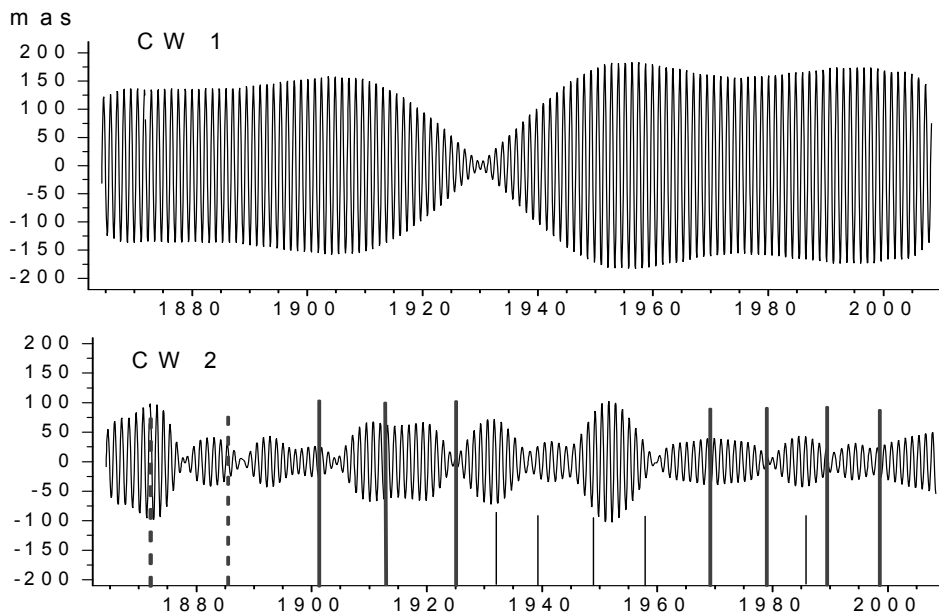


Рис. 1.

На рис.1 нанесены также моменты глобальных (длинные вертикальные линии) и локальных (короткие линии) джерков, выделенных по восточной компоненте вектора ГМВ в работах [Ротанова и др, 2002; Bellanger et al., 2002; De Michelis et al., 2005]. Данные нашей обработки ГМВ были осреднены по северному полушарию, и в пределах 1-2 года наши оценки моментов глобальных джерков совпадают с оценками вышеупомянутых работ. Помимо этого, на рис.2 пунктирными вертикальными линиями нанесены дополнительные глобальные джерки по данным нашей обработки. Видно, что практически все структурные особенности в поведении *CW2* приурочены к моментам джерков, имеющих к тому же достаточную продолжительность – иногда в несколько лет. Таким образом, возможно, выделена именно та составляющая ЧДП, которая отражает происходящие взаимодействия мантии с ядром. Процесс чандлеровского колебания практически был прерван и возобновился с потерей фазы в середине 1920-х годов. Если сопоставлять его с геомагнитными джерками, то можно предположить, что джерк 1913 года связан с запуском процесса торможения ЧДП, а джерк 1925 года сопоставим с освобождением его раскачки.

4. В отличие от аналогичных исследований [Holme, de Viron, 2005], в которых моменты джерков сопоставляются с моментами изменения в скорости вращения Земли для последних 50–70 лет, проведем сопоставление всей структуры рядов ΔPC и вариаций скорости ГМ поля Земли на всем доступном интервале данных. На рис.2 слева восточная компонента для европейских станций (*SVe*), а справа для станций южного полушария сопоставлена с вариациями ΔPC , при этом для южного полушария, ввиду противоположного знака ГМ поля, знак вариаций ΔPC также изменен на противоположный.

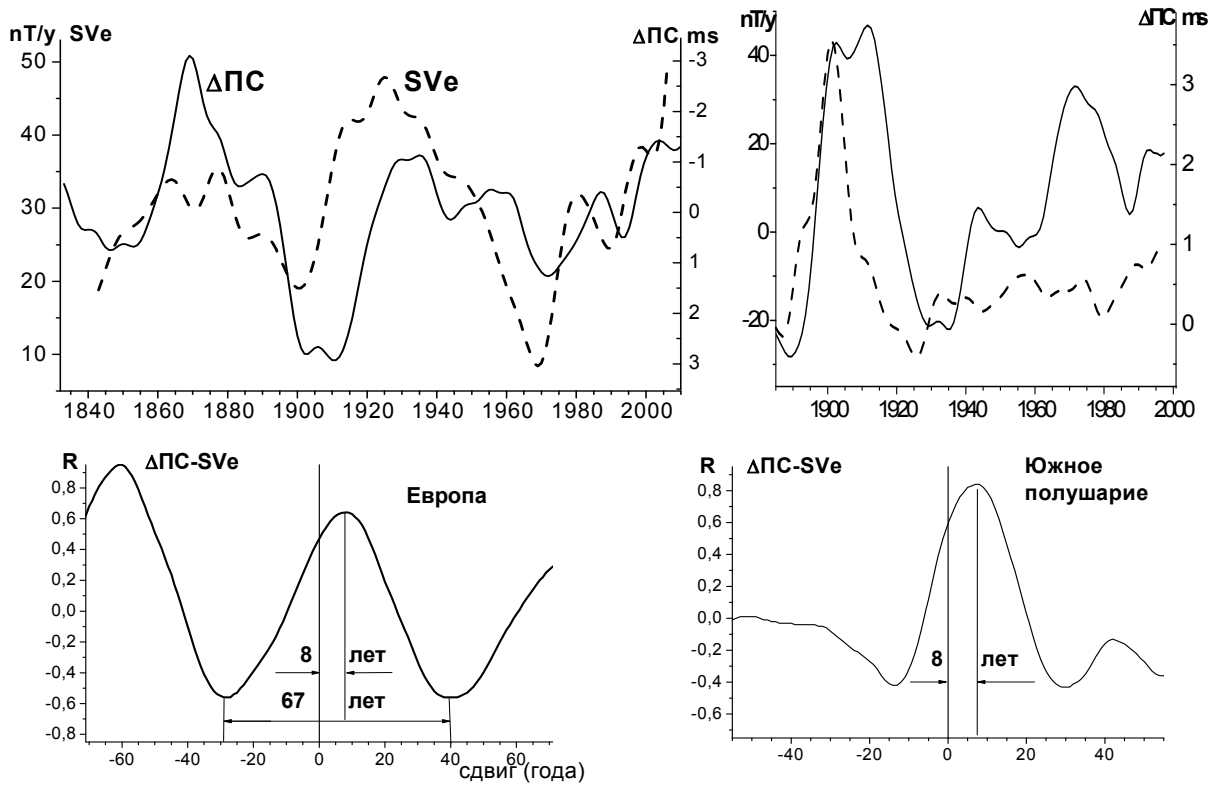


Рис. 2.

На рис. 2 внизу нанесены соответствующие кросскорреляционные функции этих рядов (R). Видно, что максимум R достигается при смещении вперед на 7–8 лет вариаций скорости ГМ поля относительно вариаций скорости вращения Земли, что ставит проблемы с оценками проводимости мантии, либо предполагает другой фактор возбуждения декадных вариаций скорости вращения Земли.

Литература

- Данилов Д.Л., Жигляевский А.А. (ред.). Главные компоненты временных рядов: метод «Гусеница». Изд. СПбГУ, 1997, с. 308.
- Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Изд. «Советское радио», 1969, с. 752.
- Ротанова Н.М., Бондарь Т.Н., Иванов В.В. Временные изменения в вековых геомагнитных вариациях // 2002, Геомаг. и аэрономия, т.42, 5, с.708–720.
- Сидоренков Н.С. Физика нестабильностей вращения Земли. М.: Физматлит, 2002. 385 с.
- Bellanger, E., D. Gibert, J.-L. Le Mouél A geomagnetic triggering of Chandler wobble phase jumps // 2002, Geoph. Res. Letter., V. 29, № 7, 10.1029/GL014253.
- De Michelis, P., R. Tozzi, A. Meloni Geomagnetic jerks: observation and theoretical modeling // 2005, Mem. Soc. Acad. Italiana., V. 76, 957.
- Holme, R., O. de Viron Geomagnetic jerks and high-resolution length-of-day profile for core studies // 2005, Geophys. J. Int., 160, 435–439.
- Lambeck K. The Earth's variable rotation: Geophysical causes and consequences. Cambridge Univ. Press, NY. 1980. 450 p.

МОЖЕТ ЛИ ОБРАТНАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА ВОЗНИКАТЬ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ В МАГНИТОСЛОЕ ПЕРЕД МАГНИТОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ?

Гриб С.А.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

MAY THE REVERSE SHOCK WAVE BE GENERATED IN THE SO- LAR WIND IN THE MAGNETOSHEATH BEFORE THE MAGNETO- SPHERE OF THE EARTH?

Grib S.A.

Pulkovo observatory, Saint-Petersburg, 196140, Russia

The specific type of the solar wind shock waves called the reverse shock waves is studied. It is shown that such shock waves may appear inside the magnetosheath near the terrestrial magnetosphere in the result of the nonlinear steepening of the magnetosonic wave reflected from the magnetopause. The observed pushing of the bow shock wave to the Sun by the generated reverse shock wave is indicated.

В настоящее время имеется [1] множество межпланетных данных, говорящих о существовании в потоке солнечного ветра особого типа магнитогидродинамических (МГД) ударных волн, называемых обратными ударными волнами. Их основным свойством является то, что будучи направленными в одну сторону, они в действительности распространяются в «абсолютной» системе отсчёта в противоположном направлении вследствие переноса сверхальфвеновским потоком плазмы. Ряд авторов [2–4] утверждает, что такие волны появляются в солнечном ветре в связи с взаимодействием межпланетных коротящих областей, а также при движении корональных выбросов массы и около гелиопаузы.

Задачей данного исследования является доказательство того факта, что этот тип МГД ударных волн может генерироваться внутри магнитослоя перед планетарной магнитосферой (Земли, Марса, Юпитера) в результате нелинейного опрокидывания обратной МГД волны сжатия.

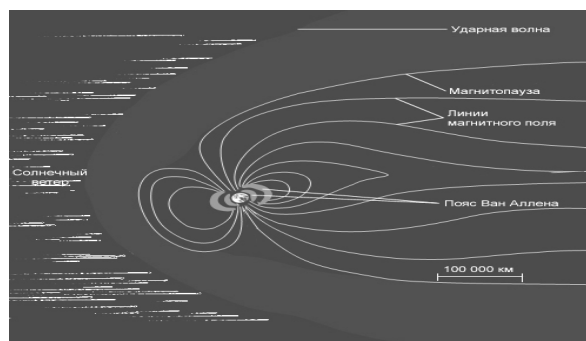


Рис. 1. Обтекание магнитосферы Земли сверхальфвеновским потоком солнечного ветра.

Для описания непрерывного потока плазмы используем известные уравнения магнитной гидродинамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) &= 0 \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \cdot \nabla v &= -\nabla P - (\nabla \times B) \times B \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{P}{\rho^n} \right) &= 0 \\ \frac{\partial B}{\partial t} &= \nabla \times (v \times B), \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – плотность заряженных частиц, v – вектор скорости потока, p – величина давления, n – показатель политропы, \mathbf{B} – вектор индукции межпланетного магнитного поля. Соответственно имеется замкнутая система дифференциальных уравнений для восьми переменных.

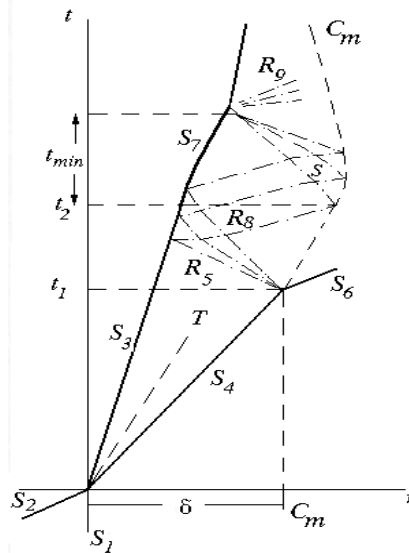


Рис. 2. Схема движения волн в магнитослое на плоскости x, t .

На рис. 2 приведена схема движения волн внутри магнитослоя перед магнитосферой Земли. Здесь используются обозначения: x – расстояние, а t – время. Сплошная линия отражает движение ударной волны; R_5, R_8, R_9 – волны разрежения, S – МГД волна сжатия или ударная волна, S_2 – ударная волна солнечного ветра, S_1, S_3, S_7 – фронт носовой ударной волны, C_m – магнитопауза, δ – толщина магнитослоя, T – тангенциальный разрыв.

Закон движения магнитопаузы в неподвижной системе координат приближенно можно [5] выразить в виде:

$$r = (u - c_2)t + (c_1 + c_2)t \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^{c_1(c_1+c_2)} - c_1 \Delta t,$$

где $\Delta t = t_2 - t_1$.

Ищется огибающая семейства характеристик МГД уравнений как предельная линия, на которой нарушается изэнтропичность потока и образуется сильный разрыв. Пользуемся классическим аналитическим методом с использованием инвариантов Римана [6].

При этом неравенство, выражающее необходимое условие для опрокидывания отражённой волны сжатия можно записать как

$$\delta - |x_{min}| + U(\Delta t + t_{min}) \geq U_1(t_1 + \Delta t + t_{min}) \quad (2)$$

Здесь $\delta = 3,05R_E$ – первоначальная ширина магнитослоя; U – скорость потока в окрестности магнитопаузы; U_1 – скорость смещения фронта носовой ударной волны по направлению к Земле; Δt – время сжатия магнитосферы; t_1 – время пересечения нестационарной ударной волной магнитослоя. Неравенство не выполняется в случае взаимодействия неударной отражённой волны сжатия с тылом носовой ударной волны.

Нетрудно оценить справедливость выполнения неравенства для типичных значений числа Маха умеренных по интенсивности ударных волн солнечного ветра: $M = 1,5$ и $4,5$. Оценки производятся для типичных исходных параметров [7] и для различных значений минимального магнитного поля ММП (В). Они приводятся в таблице 1.

Таблица 1.

M, c_I	γ	B, γ	t_{min}, s	$x_{min} km$	$U(t_{min} + \Delta t) km$	$U_1(t_1 + t_{min} + \Delta t) km$
$M=1,5$ $c_I=178$	5/3	0	99	-17,620	15,750	5140
	5/3	3,5	93	-16,550	15,150	5030
	3	0	66	-11,750	$134 \cdot 10^2$	4530
	3	3,5	76	-13,520	14,180	4700
$M=4,5$ $c_I=202$	5/3	0	99	$-2 \cdot 10^2$	$256 \cdot 10^2$	$249 \cdot 10^2$
	5/3	3,5	93	-10,780	$249 \cdot 10^2$	$244 \cdot 10^2$
	3	0	66	-13,320	$218 \cdot 10^2$	$219 \cdot 10^2$
	3	3,5	76	-15,350	$229 \cdot 10^2$	$228 \cdot 10^2$

Следует отметить то, что в магнитослое возникают вторичные волны в результате столкновений нестационарных ударных волн солнечного ветра с системой *головная (носковая) ударная волна – магнитопауза*. Эти волны выравнивают плазменные параметры потока в области между магнитопаузой и головным фронтом.

При этом МГД волна разрежения распространяется от тыла головной ударной волны к магнитосфере Земли и приходит к ней через время 3-5 минут после внезапного сжатия магнитосферы Земли ударной волной солнечного ветра. Эта волна разрежения отражается от магнитопаузы как бы-

страя магнитозвуковая МГД волна, которая может нелинейно опрокинуться, образуя быструю обратную ударную волну на пути к тылу фронта головной или носовой МГД ударной волны. Оказалось возможным найти место и время образования обратной ударной волны до столкновения отражённой волны сжатия с головным фронтом.

Важно отметить тот факт, что полученный результат в рамках классического МГД приближенного рассмотрения магнитослоя отражает реальный физический процесс, не теряющий своё значение и при учёте асимметрии 3-х мерного нестационарного взаимодействия солнечного ветра с планетарной магнитосферой [7].

Основные результаты данного исследования сводятся к следующим выводам:

1. Показано возникновение обратной МГД ударной волны внутри магнитослоя в результате нелинейного опрокидывания быстрой нелинейной МГД волны сжатия, отражённой от магнитопаузы:

$s \rightarrow S$ и ,

$$\begin{array}{c} S \ S' \rightarrow R \ T \ S' \\ \rightarrow \rightarrow \leftarrow_2 \rightarrow \end{array}$$

s – МГД волна сжатия, отражённая от магнитопаузы; S – новая обратная ударная волна; R – вторичная волна разрежения, возникшая в результате столкновения двух ударных волн; T – тангенциальный разрыв. Рассмотренный процесс будет повторяться с уменьшенной интенсивностью.

2. Предполагается, что обратное (направленное к Солнцу) смещение фронта носовой ударной волны, наблюдаемое на космическом аппарате Cluster SC3 [8], указывает на воздействие обратной ударной волны, возникающей в магнитопереходном слое.

3. Вторичная волна разрежения делает профиль возмущения геомагнитного поля SSC мене резким, что действительно наблюдалось ещё на космическом аппарате OGO 3 [9].

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 08-01-00-191 и программой ОФН-15.

Литература

1. *Burlaga L.F.* Interplanetary Magnetohydrodynamics. New York, Oxford University Press, 1995.
2. *Gosling J.T., Bame S.J. et al.* // J.Geophys.Res., 1988, v.93, A8, pp.8741- 8748.
3. *Lugaz N., Lugaz H., and Rousser H.* // J. Atm.and Solar-Terr.Physics, 2010, doi: 10.1016/j. jastp.2010, 08.016.
4. *Balogh A., Gonzalez –Esparza J. et al.* // Space Sci. Rev., 1995, 72, pp.171-180.
5. *Гриб С.А.* // Докл. АН СССР 1975 , 223, 1106-1109.
6. *Стокер П.* Сб. «Механика», вып.1(17), ИЛ, 1953, 60.
7. *Grib S.A., Pushkar E.A.* // Pl. Space Sci., 2010, doi: 10.1016/j.pss.2010.08015.
8. *Palloch G., Samsonov A.A. et al.* // Ann.Geophys. , 2010, 28, 1141-1156.
9. *Sugiura M., Skillman T.L. et al.* // J.Geophys. Res., 1968, 73, 6699-6709.

ЭВОЛЮЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ AR10898 ПЕРЕД ВСПЫШКОЙ 6 ИЮЛЯ 2006 ПО ДАННЫМ МИКРОВОЛНОВЫХ И РЕНТГЕНОВСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Григорьева И.Ю.¹, Лившиц М.А.², Боровик В.Н.¹, Кашапова Л.К.³

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

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

³*Институт солнечно-земной физики, Иркутск, Россия*

EVOLUTION OF AR 10898 BEFORE THE FLARE ON JULY 6, 2006 ACCORDING TO MICROWAVE AND X-RAY OBSERVATIONS

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

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

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

³*Institute of Solar-Terrestrial Physics, SB RAS, Irkutsk, Russia*

Microwave emission of AR10898 during 29.06–08.07 2006 (some days before the flare M2.4 (GOES) on 6 July, 2006 and at the pre-eruptive phase) is analyzed using the RATAN-600 and RSTN, San Vito station (Solar Radio Database) data. Regular observations of the Sun were carried out at the RATAN-600 radio telescope in the celestial meridian and 12 azimuths at different positional angles with time-intervals of 18 min. The total intensity and the circularly polarized component were registered at 15-20 wavelengths simultaneously within the wavelength range 1.8–5.0 cm while the Sun crossed the fixed antenna diagram. The first observation with the RATAN on July 6, 2006 was made 40 minutes before the beginning of the flare. Comparison of microwave observations of AR10898 at the pre-flare phase with HXR observations (RHESSI) is given. Evolution of active region AR10898 and its magnetic structure before the flare M2.4, as well as its microwave emission, are compared with those of active region AR10930 associated with the powerful geo-effective flare X3.4/4B on December 13, 2006.

Регулярные многоволновые спектрально-поляризационные наблюдения Солнца в микроволновом диапазоне на РАТАН-600 позволяют проследить динамику радиоизлучения активной области (АО) и обнаружить характерные особенности, возникающие за несколько дней до эруптивных (геоэффективных) событий и непосредственно перед ними.

Исследования микроволнового излучения вспышечно-активных АО, проведенные на РАТАНе в начале 80-х гг. и продолжающиеся в настоящее время, показали, что одним из типичных факторов прогноза мощных (геоэффективных) событий является появление в АО «пекулярного» радиоисточника (ПИ) в области наиболее тесного сближения теней пятен с противоположными знаками магнитного поля в результате всплывания в АО нового магнитного потока [1, 2].

Большие яркостные температуры ПИ (до 10 МК на $\lambda = 4$ см), высокий спектральный индекс в коротковолновой части см-диапазона, умеренная степень поляризации (5–30%), пик спектра потока на 3–4 см показывают, что ПИ диагностируют в короне на высотах порядка 10 тыс. км области высокого энерговыделения, устойчивые в течение нескольких дней, которые можно связать с процессом пересоединения магнитных силовых линий в токовом слое, приводящем к нагреву плазмы и ускорению частиц.

Одним из мощных эруптивных событий, исследованных в последнее время на РАТАН и на БПР, явилась геоэффективная вспышка класса X3.4/4В 13.12.06 (АО 10930), которая сопровождалась потоком высокоэнергичных протонов (с энергией более 100 МэВ). В этой АО заметные изменения структуры магнитного поля начали происходить за 3 дня до вспышки: всплытие нового магнитного поля, сдвиговые и вращательные движения образовавшихся мелких пятен (рис. 1) [3, 4]. На LASCO/C2 был зарегистрирован высокоскоростной СМЕ (1774 км/сек) типа гало и пост-эруптивная аркада (TRACE, SOHO/EIT). Отметим, что целостность головного пятна не нарушалась в период 8–16 декабря 2006.

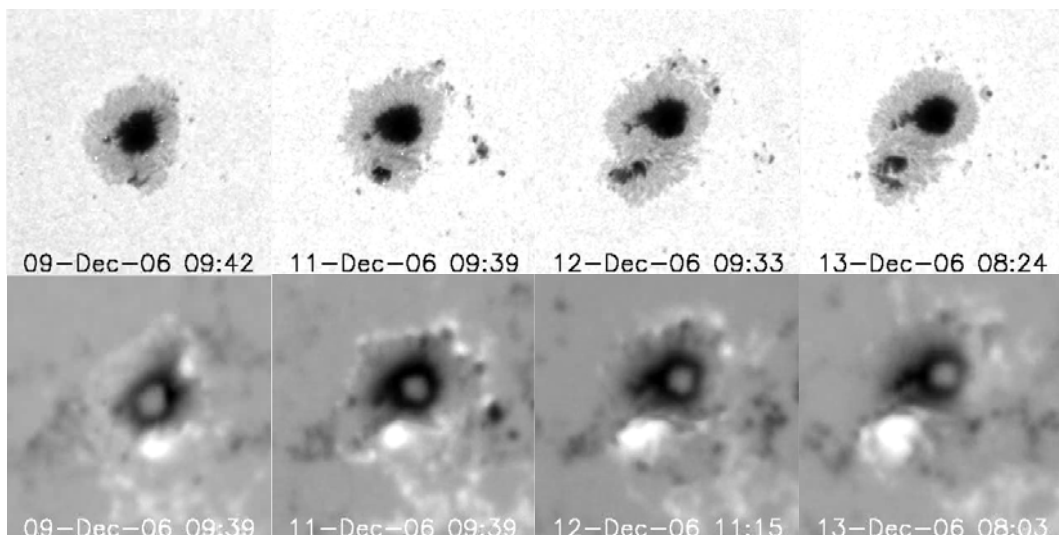


Рис. 1. Эволюция АО 10930 за 9–13.12.06 по оптическим WL-изображениям Солнца (TRACE) (*верх*) и магнитограммы на близкие моменты времени (SOHO/MDI) (*низ*).

Характерной особенностью микроволнового излучения АО 10930 явилась регистрация ПИ за 3 дня до вспышки (рис. 3а), о чем свидетельствует локальный максимум ~ 3 см в спектрах интегральных потоков радиоизлучения АО, отсутствующий после вспышки (рис. 3б).

В данной работе исследуется эруптивное событие 6.07.06, состоящее из вспышки M2.4 (GOES) и двух СМЕ, не сопровождавшееся геоэффективными проявлениями. Сравниваются эволюция, структура магнитного поля и микроволновые характеристики АО на фазе, предшествующей эруптивным событиям 6.07.06 и 13.12.06.

Исследуемая вспышка M2.4 произошла в АО 10898 через 2 дня после ее пересечения центрального меридиана и началась с небольшого подъема рентгеновского излучения в 08:08 в канале 0.4–5Å (GOES) перед жестким импульсом (пик вспышки в 08:26UT). По данным RHESSI был зарегистрирован жесткий рентгеновский поток в каналах до 300 KeV. По данным LASCO/C2 первый CME, двигавшийся со скоростью 250 км/сек в Ю-З направлении (MPA = 237°), регистрировался в 06:54; второй, типа гало, – в 08:54UT (скорость 911 км/сек, MPA = 205°).

В первые дни после восхода 28.06.06 группа пятен (АО 10898) состояла из крупного головного пятна и раздробленной хвостовой части в виде мелких пятен и пор ($Sr = 150$ м.д.п.). Далее площадь группы возрастала за счет увеличения числа пор в хвостовой части и 6.07.06 составляла 430 м.д.п. На рис. 2 видна эволюция головного пятна, которое 4 июля имело эллиптическую форму, а затем произошло отделение фрагмента от головного пятна, и 7 июля до захода группы головное пятно представляло собой 3 отдельные части в пределах общей полутени. Перед вспышкой M2.4 6 июля в АО 10898 было зарегистрировано волокно.

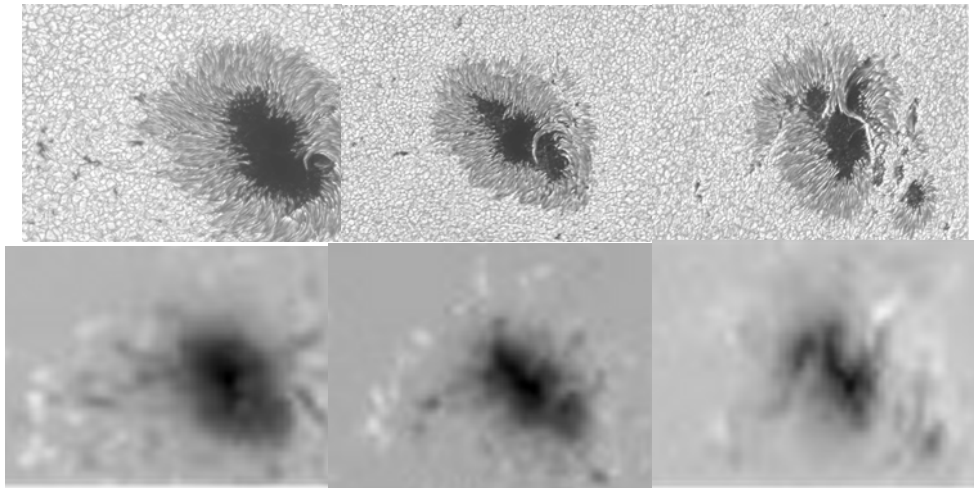


Рис. 2. Эволюция головного пятна (АО 10898) 04.07, 05.07 и 07.07 2006, данные Dutch Open Telescope в континууме ~ 430 нм (*верх*), и магнитограммы (SOHO/MDI) (*низ*).

На рис. 3 (в, г) приведены спектры интегральных микроволновых потоков АО, полученные на РАТАН за несколько дней до и после вспышки 6.07.06, которые свидетельствуют о преобладании магнитотормозного излучения радиисточника, связанного с головным пятном, и об отсутствии «пекулярного» источника перед вспышкой, в отличие от эруптивного (геоэффективного) события 13.12.06. По-видимому, различная эволюция групп пятен и магнитного поля АО в этих двух событиях и, соответственно, характеристики микроволнового излучения АО перед вспышкой определили различный характер нестационарных процессов и их геоэффективность.

Наблюдения Солнца на РАТАН 06.07.06 проводились в 13 азимутах в 07:33–11:04. Первое наблюдение было выполнено за 40 мин до начала вспышки M2.4. На спектрах потоков АО перед вспышкой (рис. 4): видно,

что по мере приближения к импульсной фазе вспышки характер микроволновых и рентгеновских спектров меняется – вместо теплового магнитотормозного излучения пятенного источника преобладающим становится гиротропное излучение вспышечной петли.

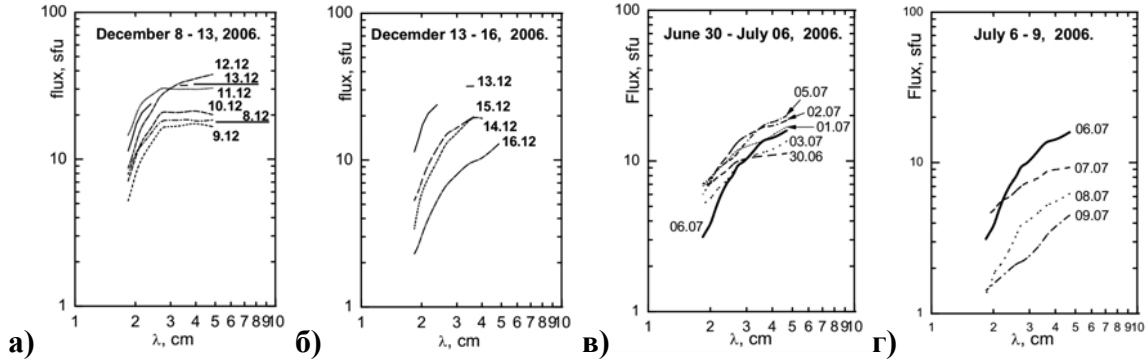


Рис. 3. Спектры интегральных потоков АО, полученные 8–13 декабря (а) и 13–16 декабря 2006 г. (б); 30 июня – 6 июля (в) и 6–9 июля 2006 г. (г) на РАТАН-600.

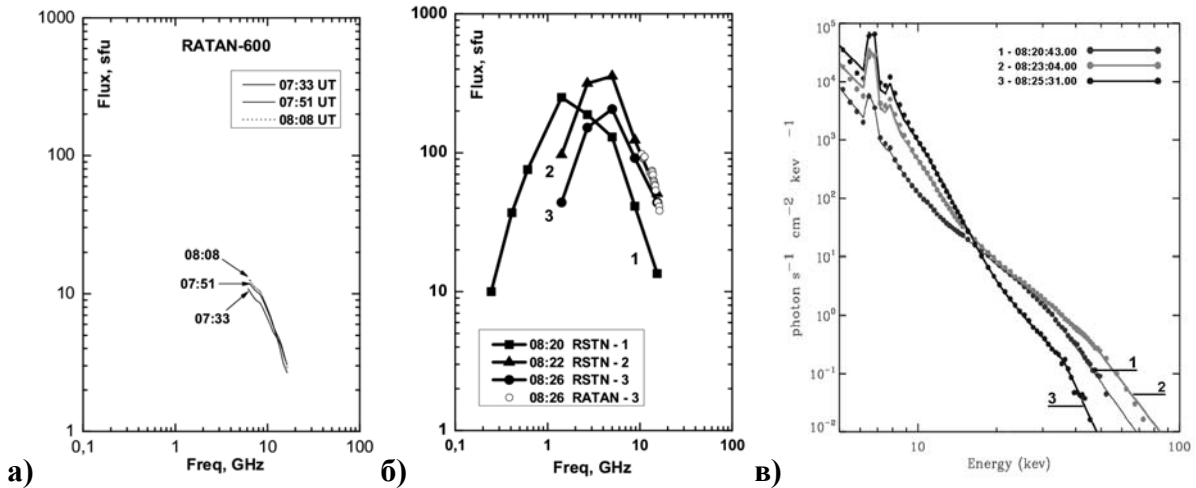


Рис.4. Спектры интегральных потоков АО (РАТАН-600) перед вспышкой (а). Спектры микроволновых потоков АО (RSTN, San Vito); полые кружки – измерения на РАТАН (б). Рентгеновские спектры (RHESSI) в моменты, наиболее близкие к моментам наблюдений на РАТАН (в).

Авторы благодарят коллектив группы радиоастрономических исследований Солнца САО РАН (рук. В.М. Богод) за обеспечение солнечных наблюдений на РАТАН-600, а также А.Н. Коржавина за полезную дискуссию. Гранты: РФФИ 08-02-00872, ОФН-15, НШ-3645.2010.2

Литература

1. Akhmedov Sh.B., Borovik V.N., Gelfreikh G.B. et al., ApJ. 1986, V. 301, P. 460–464.
2. Ватрушин С.М., Коржавин А.Н. Труды VI семинара «Физика солнечной плазмы», 1989, Наука, с.100.
3. Боровик В.Н. и др., Труды XI Пулковской Международной конференции по физике Солнца, 2007, с.67.
4. Борисевич Т.П. и др., Труды XI Пулковской Международной конференции по физике Солнца, 2007, с.63.

ИЗМЕНЕНИЕ КЛИМАТА, ЕСТЕСТВЕННЫЕ ФАКТОРЫ И ЧЕЛОВЕЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ

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

¹*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

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

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

CHANGE OF THE CLIMATE, NATURAL FACTORS AND HUMAN ACTIVITY

Dergachev V.A.¹, Vasiliev S.S.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*

According to conclusions of Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC 2001 [1], 2007 [2]) warming of the global climate caused by anthropogenic influence on the climate as a result of the emission of greenhouse gases and mainly carbon dioxide. However, the comparison of the global average surface temperature fluctuations and greenhouse gas concentrations over time span covering direct instrumental temperature measurements shows a weak correlations between these data. IPCC does not apply generally accepted methodologies to determine what fraction of current warming is natural and what fraction is caused by the rise in greenhouse gases. At present, the Earth has been cooling since 2002 in spite of the continued rapid increase in global CO₂ emissions. Taken this into account, one might have concluded that it is quite possible that global warming had stopped. IPCC ignores natural causes of current global warming. On a time scale of decades to centuries, solar variability may be the most important factor. The role of solar influences on the climate can no longer be neglected. This presented in the report of the Nongovernmental International Panel on Climate Change (NIPCC 2008 [3]). Changes in solar activity might have important implications not only for the understanding of past and future climate, but also for predicting global warming that is one of the top issues of present climate research.

Numerous palaeoclimatic observations, covering a wide range of time scales, suggest that galactic cosmic rays connected with climate change. The geomagnetic magnetic field controls cosmic ray fluxes arrived in the Earth's atmosphere. The possible influence of the changes in cosmic ray fluxes on climate variability is wide discussed in recent years.

In this work the possible physical mechanisms of influence of cosmic rays on a climate are considered. The basic emphasis is made on the analysis of the data on climate change, the geomagnetic field and the cosmic rays derived from various natural archives.

Введение

В изменении климата Земли на большой шкале времени выделяют два режима: ледниковый и межледниковый. Смена этих режимов характеризуется повышенной нестабильностью. Множество данных свидетельствует о

том, что голоцен – эпоха четвертичного периода, которая продолжается последние 10 тысяч лет, – подходит к концу. В настоящее время Земля находится на пороге вступления в новый ледниковый период.

Климатические осцилляции являются одним из глобальных процессов на Земле. Изучение физических процессов, которые управляют изменчивостью земной климатической системы, являются одной из наиболее важных проблем в эпоху современного антропогенного вмешательства в природу. Несмотря на то, что предложено много механизмов изменения климата последних тысячелетий, остаётся дискуссионным объяснение заметного изменения глобальной температуры, наблюдаемое со второй половины прошедшего столетия.

Анализ как наблюдательных данных по изменению солнечной активности, интенсивности космических лучей и климатических характеристик, так и данных, получаемых из косвенных источников в природных архивах (кольца деревьев, слои льда, сталактиты и т.д.) об изменении этих природных явлений на временных масштабах в десятки-сотни-тысячи лет, дает убедительное доказательство влияния на климат солнечной активности (напр., [4]). В то же время экспериментальные данные по изменению интенсивности солнечного излучения имеют короткое время наблюдений и показывают относительно небольшие его изменения, что вызывает у скептиков негативное отношение к этому механизму влияния на климат. В последние годы разрабатывается теория непрямого солнечного воздействия на климат, связанная с усиливающим ее воздействием на климат потоком галактических космических лучей (ГКЛ), непрерывно бомбардирующих земную атмосферу (напр., [5]), и являющихся основным источником ионизации нижней атмосферы Земли [6].

Потоки ГКЛ, приходящие в земную атмосферу, модулируются и рассеиваются не только гелиомагнитными полями, но зависят и от параметров земного магнитного поля. Примечательно, что геомагнитное поле из-за изменений в дипольном моменте Земли по-разному экранирует поток ГКЛ, поступающий в низкие и высокие широты: максимально – на низких широтах и минимально – на высоких широтах. Как отмечено в работе [7], выпадение осадков на низких широтах представляет собой параметр климата, который близко связан с процессами в атмосфере, и который чувствителен к изменениям в потоке ГКЛ, модулируемом изменениями дипольного момента. Поэтому важно учитывать региональные эффекты космических лучей.

В данной работе основное внимание уделяется анализу и сравнению данных высокого разрешения по изменению земного магнитного поля, интенсивности космических лучей, климата на временной шкале последних примерно 10 тысяч лет. При этом основное внимание, кроме температуры, уделяется климатическому параметру – выпадению осадков на низких широтах.

Воздействие магнитного поля Земли на космические лучи и климат

До недавнего времени основное внимание влияния геомагнитного поля Земли на климат было сосредоточено на вариациях дипольного момента Земли на климат в прошлом, (напр., [8]). Данные по изменению солнечной активности для последних 10 тысяч лет, полученные из измерений концентрации космогенных нуклидов в образцах известного возраста, имеют временное разрешение от года до 10–20 лет. Данные же по изменению дипольного момента Земли для первых 4–5 тысяч лет от современности группируют во временные окна по 500 лет и 1000 лет – для последующих временных интервалов. Сопоставление данных по изменению концентрации ^{14}C и ^{10}Be с изменением дипольного момента [9] показывает одинаковые долговременные тенденции в их изменениях.

Фактически систематические измерения магнитного поля Земли, как и глобальной температуры, имеют короткую временную шкалу, всего около 150 лет, при этом напряженность поля уменьшается со временем (Рис. 1) [10]. Магнитные полюса испытывают колебания от года к году [11]. Магнитное поле Земли влияет на скорости переноса энергии от солнечного ветра к атмосфере Земли, а движение полюсов изменяет географическое распределение галактических и солнечных космических лучей. В статье [15] были изучены вариации в температуре и положениях магнитных полюсов Земли с 1900 г. до настоящего времени и найдены сильные корреляции, предполагающие связь между ними. Однако физический механизм такой связи пока не ясен.

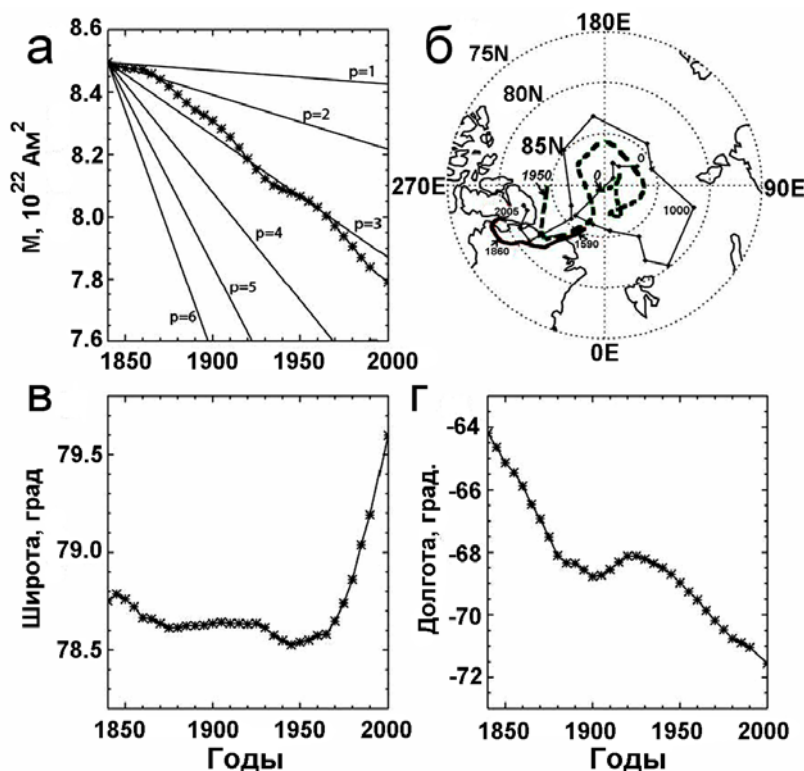


Рис. 1. а) Изменение напряжённости дипольного момента с 1840 по 2000 гг. (кривая) по сравнению с теоретическими оценками изменения фундаментальных ($p = 1$) и высоких мод ($p > 1$) дипольных полей в ядре Земли. б) Путь северного магнитного полюса в течение последних 2000 лет по археомагнитным данным [10] – тонкие сплошные линии; по модели поля по 10-летним интервалам из исторических и спутниковых данных с 1590 г. по 2005 г. и модели IGRF [12], [13] – толстая сплошная кривая; по модели CALS7K.2 [14] – штриховая кривая. в) и г) Эволюция широты и долготы соответственно северного геомагнитного полюса в течение 1840–2000 гг.

Резкое ускорение дрейфа магнитных полюсов Земли, начиная с 1990 года, может иметь катастрофические последствия для глобальных климатических изменений, поскольку такое явление свидетельствует о существенных изменениях в энергетических процессах на уровне внутреннего и внешнего ядра Земли, ответственных за формирование магнитного поля нашей планеты. Одновременно с этим, наблюдается снижение напряженности магнитного поля Земли.

Изменение величины дипольного момента приводит к изменению геомагнитной жесткости обрезания для потока частиц, приходящих в земную атмосферу. По расчетам [16] изменения геомагнитной жесткости обрезания в прошлом могли приводить к изменению потока высокоэнергичной космической радиации на поверхности Земли между $\pm 35^\circ$ широтами от 21% до 34% в минимумах солнечной активности, подобных 1965 г. Таким образом, на скорости образования космогенных нуклидов влияют как изменения напряженности, так и направления геомагнитного поля.

Горячие дебаты о потенциальной связи между космическими лучами и климатом, как указано в ряде работ (напр., [6–8] и др.), указывают на необходимость дальнейшего исследования этой интересной темы. Палеоклиматические реконструкции высокого разрешения в сталагмитах и сталактитах, полученные к настоящему времени из карстовых пещер, дают ключ к пониманию муссонного выпадения осадков на низких широтах.

Учитывая важную роль влияния магнитного поля Земли на поток ГКЛ, попадающий на различные широты, в работе [17] были детально изучены вариации геомагнитного дипольного момента в течение последних ~10 тысяч лет, основываясь на данных напряженности поля исключительно из обожженных археологических материалов и потоков лав, т.е. материалов, не подверженных климатическим смещениям. Для того чтобы изучить потенциальную связь между геомагнитным дипольным моментом и климатом, рассмотрим данные измерения $\delta^{18}\text{O}$ высокого разрешения, собранных в пещерах в окрестности океана и характеризующие выпадения осадков на низких широтах: сталагмит Q5 из пещеры Qunf в южном Омане ($17^\circ 10' \text{N}$, $54^\circ 18' \text{E}$ [18]) и сталагмит DA из пещеры Dongge в южном Китае ($25^\circ 17' \text{N}$, $108^\circ 5' \text{E}$ [19]). Оба набора данных основаны на корреляциях к ГКЛ из данных по скорости образования ^{14}C , т.е. на корреляции с солнечной активностью. Следует заметить, что как было отмечено в работе [7], наблюдаемая связь между ГКЛ и облачным покрытием наиболее сильна в низких широтах, и как результат этого, на низких широтах должны быть более высокие концентрации водяного пара в земной атмосфере. Важно также подчеркнуть для установления связи между геомагнитным полем и выпадением осадков, что поток ГКЛ на низких широтах максимально заэкранирован геомагнитным полем. К сожалению, данные по геомагнитному дипольному моменту ограничены, главным образом, из-за недостаточного охвата данных по напряженности поля по широте.

На рис. 2 сравнены реконструкции геомагнитного дипольного момента [17] и а) данные измерений концентрации ^{18}O из сталагмита пещеры Qunf, южный Оман [18], б) и сталагмита пещеры Dongge, южный Китай [19]. Для сравнения данные как по концентрации ^{18}O , так и изменениям дипольного момента были сгруппированы и усреднены в окнах по одинаковой процедуре. Опираясь на скользящие окна для изменения геомагнитного дипольного момента в 500 лет для 4000 лет от современности и 1000 лет для данных после 4000 лет, авторы [20] установили высокие коэффициенты корреляции между сталактитовыми данными $\delta^{18}\text{O}$ в пещерах южного Омана и южного Китая на первых 5 тысячах лет от современности, соответственно 0.83 и 0.87. Оказалась высокой и корреляция между изменениями в выпадении осадков и дипольным моментом на разрешении масштаба столетия (рис. 2б и 2в), соответственно 0.81 и 0.86. Чтобы понять, влияет ли инсоляционный тренд на выпадение муссонных осадков, он вычитался из данных на рис. 2б и 2в используя летнюю (июнь-июль) инсоляцию на 30° с.ш. [22]. Коэффициент корреляции для столетнего окна для данных из пещеры южного Китая на 5000-летнем оказался высоким, 0.71. Для пещеры из южного Омана корреляция была высокой на первых 1500 лет, после которых следует разрыв в данных. При этом при увеличении дипольного геомагнитного момента уменьшается выпадение муссонных осадков (стрелки на рис. 2а и 2б).

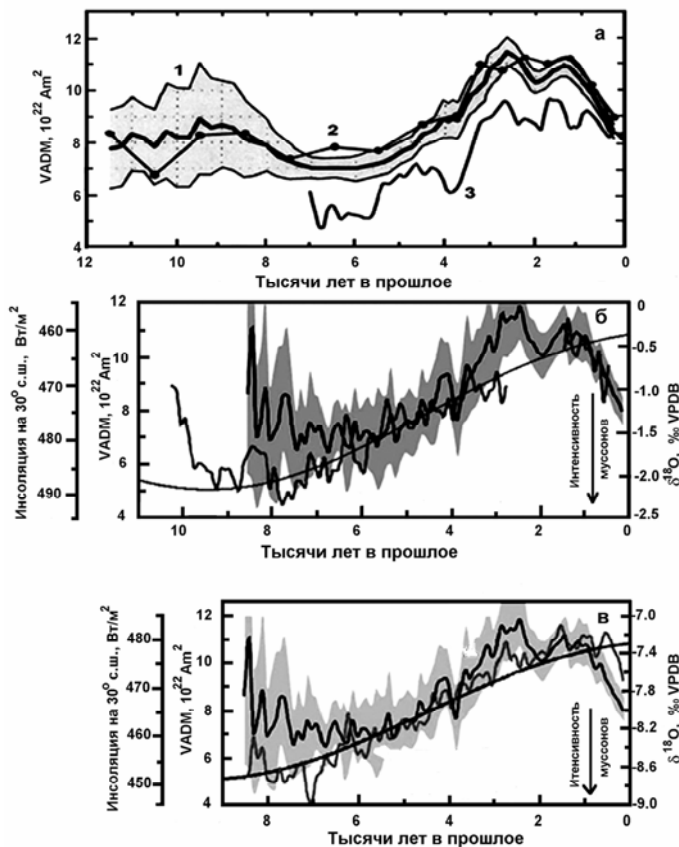


Рис. 2. Сравнение между:

а) реконструкциями дипольного момента – 1 [18], 2 [21], 3 [14] (заштрихованная область – 2σ оценка ошибки для данных [18]). VADM (центральная сплошная линия) определялся путем усреднения данных по напряженности поля окнами 500 лет в прошлое до 4000 лет от современности и 1000 лет после 4000 лет;

б) измеренными концентрациями $\delta^{18}\text{O}$ в сталагмите из пещеры Qunf, южный Оман [18]. На временном интервале 0-5000 лет коэффициент корреляции между $\delta^{18}\text{O}$ магнитным моментом M $r = 0.81$.

в) измеренными концентрациями $\delta^{18}\text{O}$ в сталагмите из пещеры Dongge, южный Китай [19]. На временном интервале 0-5000 лет коэффициент корреляции между $\delta^{18}\text{O}$ магнитным моментом M $r = 0.86$.

Плавными кривыми на рис. 2а и 2в показаны вариации инсоляции в летние месяцы: июнь, июль, август на 30° с.ш., а заштрихованные области указывают на 2σ неопределенности в дипольном моменте.

Выводы

Резкое изменение климата последних десятилетий поднимает вопрос о возможном влиянии на климат не только долговременных изменений геомагнитного поля, но и его изменчивости на масштабах времени от десятилетий до сотен и более лет.

Магнитное поле Земли изменяется очень динамично. Анализ данных между изменениями магнитного момента Земли в течение последних ~ 10 тыс. лет и косвенными данными по выпадению осадков на низких широтах, представленных выше, и новых результатов, полученных к настоящему времени и не включенных в данную работу, показывает, что изменения во времени геомагнитного дипольного момента могут играть важную роль в контроле выпадения осадков на низких широтах в некоторых регионах земного шара.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ: 09-02-00083, 10-05-00129 и Программы ОФН РАН «Плазменные процессы в солнечной системе» (VI-15), а также программой совместных работ РАН и Академии наук Финляндии (проект 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. NIPCC, 2008. *Nature, Not Human Activity, Rules the Climate*, Published by the Heartland Institute, Chicago. 858 p.
4. *Lohman G. Rimbu G.N. and Dima M.* Int. J. Climatol. 2004. V. 24. P. 1045–1056.
5. *Scherer K, Fichtner H., Borrmann N. et al.* Space Sci. Rev. 2006. V. 127. P. 327–465.
6. *Kirkby J.* Surveys in Geophys. 2007. V. 28. P. 333–375, doi:10.1007/s10712-008-9030-6.
7. *Usoskin I.G., Korte M. and Kovaltsov G.A.* Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35, L05811, doi: 10.1029/2007GL033040.
8. *Дергачев В.А., Дмитриев П.Б., Распопов О.М., Юнгнер Х.* Геомагнетизм и аэронавигация. 2006. Т. 46(1). С. 123–144.
9. *Дергачев В.А., Распопов О.М., Юнгнер Х.* Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 74 (в печати).
10. *Olson P. and Amit H.* Naturwissenschaften. 2006. V. 93. P. 519–542.
11. *Дьяченко А.И.* Магнитные полюса Земли. Изд-во МЦНМО, 2003. 48 с.
12. *Jackson A., Jonkers A.R., Walker M.R.* Philos. Trans. R. Soc. Lond. A. 2000. V. 358. P. 957–990.
13. *Olsen N., Holme R., Hulot G. et al.* Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. P. 3607–3610.
14. *Korte M., Constable C.G.* Geochem. Geophys. Geosyst. 2005. 6(2). DOI 10.1029/2004GC000801.
15. *Kerton A.K.* Energy & Environment. 2009. V. 20(1-2). P. 75–83.
16. *Shea M.A. and Smart D.F.* Advances in Space Research 2004. V.34. P. 420–425
17. *Knudsen M.F., Riisager P., Donadini F. et al.* Earth and Planet. Sci. Lett. 2008. V. 272. P. 319–329.
18. *Fleitman D., Burns S.J. Manfred Mudelsee M. et al.* Science. 2003. V. 300. P. 1737–1739.
19. *Wang Y.J., Cheng H., Edwards R.L. et al.* Science. 2005. V. 308. P. 854–857.
20. *Knudsen M., Riisager P.* Geology. 2009 V. 37. P. 71–74.
21. *Yang S., Odah H., Shaw J.* Geophys. J. Intern. 2000. V. 140. P. 158–162.
22. *Berger A.L.* J. Atmos. Sci. 1978. V. 35. P. 2362–2367.

МОРФОЛОГИЯ СУБВСПЫШЕК ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ АППАРАТОВ STEREO

Дивлекеев М.И.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ

THE MORPHOLOGY OF MICROFLARES IN IMAGES FROM THE STEREO SPACECRAFT

Divlekeev M.I.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

We explore temporal evolution of an active region caused by microflares. The STEREO/EUVI Fe XII 195 Å images are used to study the morphology of microflares. The criterion of subflares is an soft X-ray flux (observed by GOES at 1–8 Å) below C 1.0 level. We consider the morphology of microflares that occurred in the NOAA Active Region 11036 on 2009 December 22. In this AR microflares were produced in the eastern part of a loop arcade at one place. In addition we examined EUV features of the 2010 March and July microflares. It was shown that short microflares occurred in one or two looplike structures and long-duration microflares took place in many such structures. They happen mostly in low small looplike structures.

Современные наблюдения на космических аппаратах в вакуумном ультрафиолете и рентгене открыли множество мелких, ярких и динамических образований (микровспышек) по всему диску Солнца, которые способны нагреть хромосферу и корону. Микровспышки в жёстком рентгене с энергией от 10^{26} до 10^{28} эрг, создаваемые электронами с энергией более 20 кэВ, в основном, наблюдаются в активных областях вблизи нейтральной линии магнитного поля. Рентгеновские источники имеют вид маленьких петель, основания которых расположены в областях противоположной полярности магнитного поля [1, 2].

В данной работе рассматриваются временные вариации структуры активных областей (АО), вызываемые микровспышками. Использованы изображения диска Солнца в области линии Fe XII с λ 195 Å, полученные прибором EUVI на спутниках STEREO. Время экспозиции для этого канала составляло 4–16 с, а интервал между изображениями, в основном, равнялся 10 мин [3]. Вспышки определялись по временному профилю интегрального потока рентгена в полосе 1–8 Å, регистрируемому спутниками GOES. На первом рисунке приведён график интенсивности рентгена во времени по данным GOES-14 с 22:00 UT 21 декабря по 08:13 UT 22 декабря 2009 г. Дальше всемирное время будет даваться без обозначения “UT”. К субвспышкам относятся вспышки, имеющие бал ниже рентгеновского балла C 1.0.

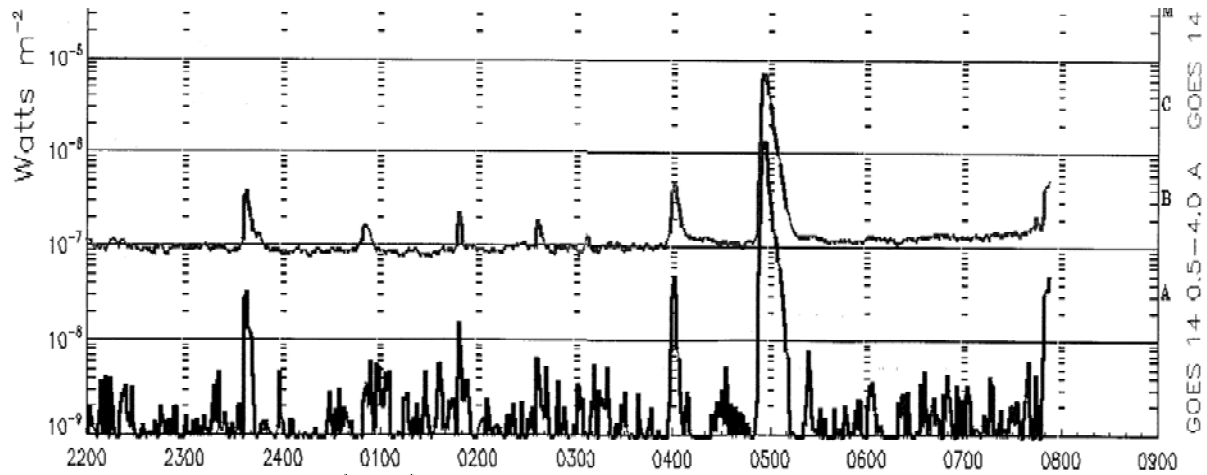


Рис. 1. Зависимость потока рентгена 21 и 22 декабря 2009 г. по GOES: верхняя кривая рентген в полосе 1–8 Å, нижняя – в полосе 0.5–4.0 Å.

Из рисунка видно, что за это время на Солнце произошли семь микро-вспышек и вспышка балла C 7.2 в ~04:50, которые имели место в АО NOAA 11036. Вспышки слабее B 2 в канале 0.5–4 Å не отождествляются с данными канала 1–8 Å. По-видимому, это вызвано относительно низкой чувствительностью и малым временным разрешением приёмников.

Спутник STEREO-A 22 декабря в канале Fe XII с λ 195 Å получал изображения Солнца с периодами около 3–5 мин. На его изображениях АО 11036 находилась около центрального меридиана. На рис. 2 показаны изображения микровспышки в этой АО, полученные на STEREO-A телескопом EUVI в канале Fe XII с λ 195 Å. На всех изображениях АО север сверху, а восток слева.

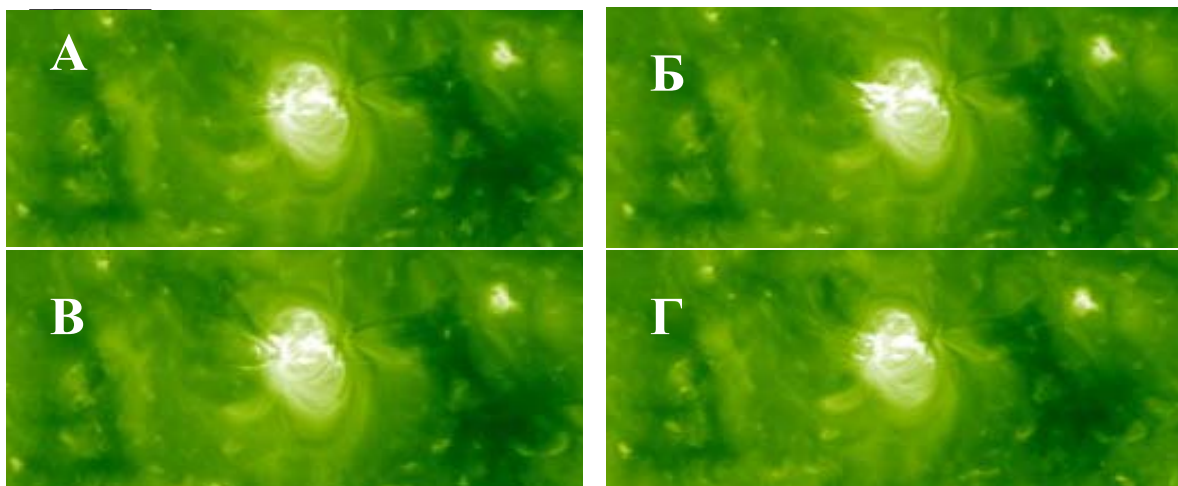


Рис. 2. Микровспышка в АО 11036 в полосе 195 Å STEREO-A 22 декабря 2009 г.
А – в 03:55:30, начало вспышки; Б – максимум вспышки в 04:00:30;
В – конец вспышки в 04:05:30; Г – перед началом другой вспышки в 04:45:30.

Микровспышка началась в 03:55:30 в восточной части АО с уярчения двух маленьких структур севернее точки, откуда исходят южные коро-

нальные петли. В максимуме вспышки, в 04:00:30, эти структуры яркие, а также увеличена яркость начала северо-восточной петли. На фазе спада в 04:05:30 видны два расходящихся луча и одна дугообразная структура. Во время вспышки западные петли и петли, наклонённые к югу, практически не изменились. Все микровспышки, наблюдаённые в этот день, практически исходили из одного места, а именно, из хвостовой части АО.

На рис. 3 приведены изображения микровспышки в АО11045 в 23:06 01 марта 2010 г. Эта АО на изображениях SOHO выходила из-за края диска (на STEREO в центре диска) и в ней в 21:06 наблюдался подъём петель, т.е. растягивание структур, который продолжался до 21:46. В 22:16 начинается стягивание структур и на севере центральной части АО появляется слабая петля, яркость которой усилилась в 23:06, а 23:16 восточнее её возникли ещё две петли. В 23:36 в максимуме интенсивности мягкого рентгена в канале 1–8 Å образовались три яркие петли. Появление каждой яркой структуры соответствует увеличению потока в мягком рентгене. После максимума вспышки петли начали подниматься, а яркость падать, что происходило до 00:46. Микровспышка продолжалась до 03:00 02 марта. Она длилась более трёх часов и происходила примерно в шести петлях.

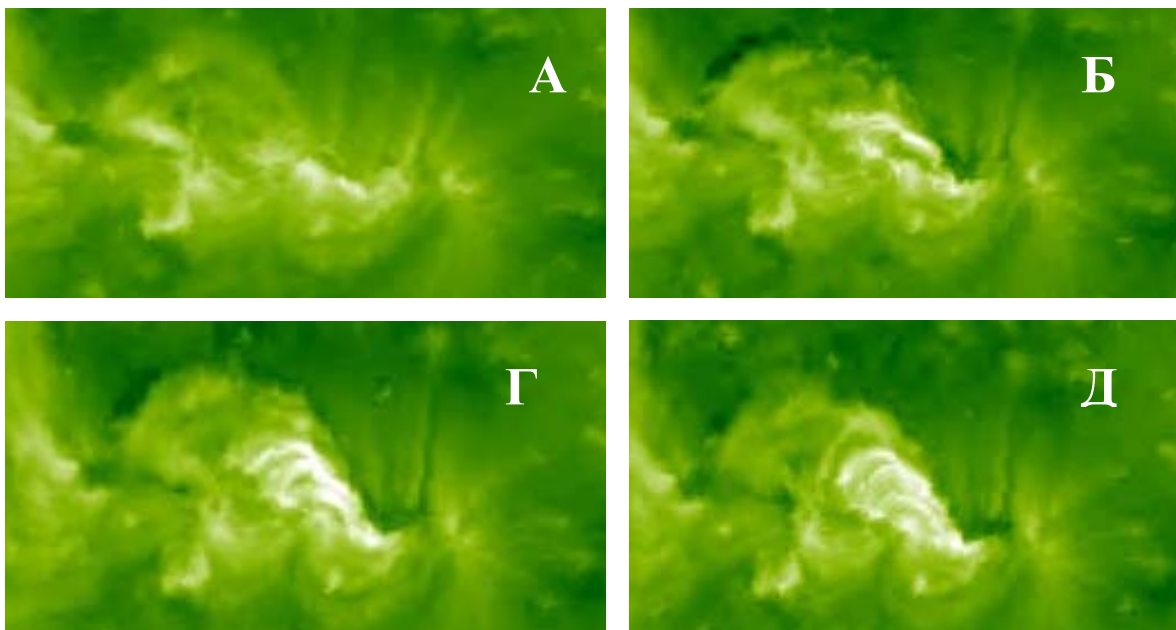


Рис. 3. Изображения АО NOAA 11045 в полосе 195 Å спутника STEREO-B 01–02 марта 2010 г. А – перед вспышкой в 22:16; Б – начало вспышки в 23:16; Г – около максимума в 23:56; Д – фазе спада вспышки в 00:36.

На рис. 4 представлена микровспышка в АО, которая не видна на SOHO и GOES. В этой АО вспышка начинается с уярчения оснований двух северо-западных петель в 01:35:30. В 01:40 наблюдается смещение их к востоку, но яркость не меняется. Через пять минут яркость петель растёт, но в 01:50 она уменьшается, а у другого основания заметно усиление яркости. Микровспышка закончилась в 01:55, при этом исчезла западная петля,

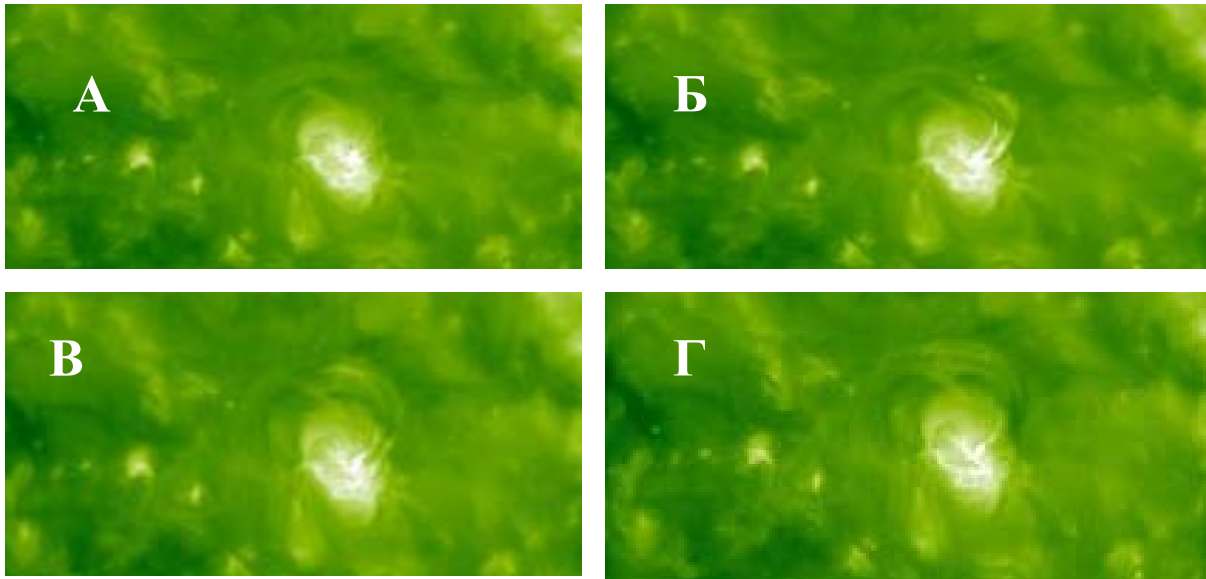


Рис. 4. Изображения микровспышки 16 июля 2010 г. А – начало вспышки в 01:40; Б – фаза роста в 01:45; В – фаза спада в 01:50; Д – конец вспышки в 01:55.

хотя восточная сохранилась. Во время этой вспышки произошли изменения больших северных структур. Эта микровспышка продолжалась около 20 мин и наблюдалась одновременно в двух петлях.

Выводы

Анализ развития микровспышек в разных АО приводит к следующему:

1. Микровспышки продолжительное время (сутки или более) возникают практически в одном и том же месте, что также отмечено в работе [2].
2. Микровспышки, подобно большим вспышкам, наблюдаются короткие одновременно в одной или двух петельных структурах, а длительные охватывают значительно большее число таких элементов.
3. Перед началом микровспышек происходит уменьшение (стягивание) петель, но источник первоначального энерговыделения не наблюдается.
4. Для точного установления момента первичного энерговыделения необходимо использовать данные и в других диапазонах длин волн.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 08-02-01033.

Литература

1. *Moriyasu, S., Kudoh, T., Yokoyama, T., Shibata, K.* // *ApJ Lett.*, 2004, 601, L107 – L110.
2. *Liu, C., Qiu, J., Gary, D. E., Krucker, S., Wang, H.* // *ApJ*, 2004, 604, 442 – 448.
3. *Ashwanden, M.J., Wuelser, J.P., Nitta, N.V., Lemen, J.R.* // *Solar Phys.*, 2009, 256, 3.

ИЗМЕНЕНИЯ РАЗМЕРОВ ГРУПП ПЯТЕН В ХОДЕ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА И НА БОЛЬШОЙ ШКАЛЕ ВРЕМЕНИ

Ерофеев Д.В., Ерофеева А.В.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН

VARIATIONS OF SIZES OF SPOT GROUPS IN THE COURSE OF SOLAR CYCLE AND ON THE LARGE TIME SCALE

Erofeev D.V. and Erofeeva A.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory

Sizes (pole separations) of spot groups have been investigated by using data obtained at Ussuriysk Observatory in years 1956–2009. Using yearly means of the group sizes, we found that, in addition to the 11-yr cycle, two sorts of variations are present. First of them is variation with characteristic time scale of 5 yr, while the second is a long-term variation, whose characteristic time is comparable with the total length of the data series (54 yr) or exceeds it. We also have investigated a relationship between sizes of spot groups and their maximum areas. It has been found that this relationship varies on the long time scale.

В ходе патрульных наблюдений фотосферы Солнца на Уссурийской астрофизической обсерватории (УАФО) ДВО РАН измерялись гелиографические координаты пятен, входящих в состав групп [1, 2, 4]. В случае групп с хорошо выраженной биполярной структурой определялись положения ведущего и хвостового пятен группы, а для групп со сложной структурой – координаты двух (в некоторых случаях и больше) пятен в ведущей и хвостовой частях, которые потом усреднялись. Средние за прохождение группы координаты лидирующего и хвостового полюсов позволяют определить ее размер d :

$$d = \sqrt{\Delta L^2 \cos^2 F + \Delta F^2}, \quad (1)$$

здесь ΔL и ΔF – расстояния между полюсами по долготе и широте, F – широта центра группы. Подобный параметр («pole separation») определялся на обсерваториях Маунт Вилсон и Кодайканал [5, 6], однако он не вполне аналогичен d ввиду различий в методе оценок [2]. В настоящей работе мы используем данные о 7698 многопятенных группах с максимальными площадями более 20 м.д.п., наблюдавшихся в период 1956–2009 гг. Кроме размеров групп d , мы рассматриваем максимальные наблюдаемые площади пятен в группах S (этот параметр является мерой абсолютного магнитного потока, заключенного в пятнах).

На рис. 1а показаны изменения среднегодовых значений размеров групп пятен d . Можно выделить три типа вариаций d , происходящих с разными характерными временами. Во-первых, отметим изменения размеров групп пятен, связанные с 11-летним циклом: вблизи минимумов активно-

сти значения этого параметра существенно понижаются. Во-вторых, имеются вариации размеров групп пятен с характерным временем около 5 лет,

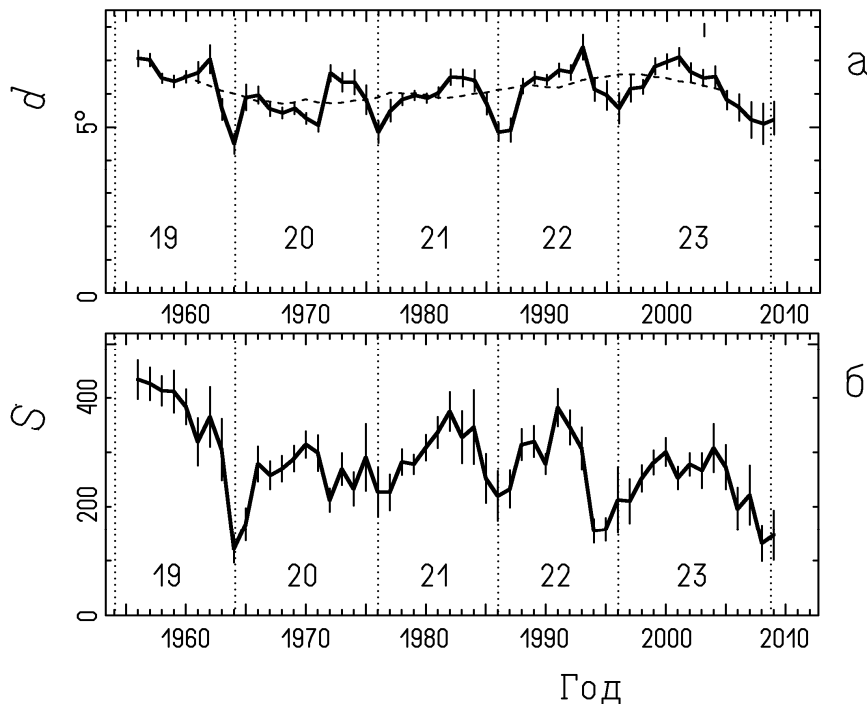


Рис. 1. Вариации среднегодовых значений размеров групп пятен d (а), и их максимальных площадей S (б). Пунктирными линиями показаны эпохи минимумов активности, номера циклов приведены на графиках

которые в четырех из пяти циклов активности выглядят как более или менее выраженная бимодальность зависимости d от времени. При этом максимум d , приходящийся на ветвь спада активности, как правило, более высокий. Цикл 23 является в этом отношении аномальным: возрастания размеров групп на фазе спада активности не произошло. Третий тип вариаций среднего размера групп пятен представляет собой долговременное изменение, которое проявляется как уменьшение d при переходе от 19 к 20 циклу и монотонный рост на протяжении следующих циклов активности. Характерное время долговременных изменений порядка длины нашего ряда данных (54 года) или больше.

Как известно, существует прямая статистическая зависимость между размерами групп пятен d и их максимальными площадями S [1, 4-6], которая аналогична соотношению «расстояние между полюсами – магнитный поток» для биполярных магнитных областей [7]. Зависимость $d(S)$ для нашего набора данных показана на рис. 2а. Она сильно нелинейна, и для не слишком больших групп с $S < 1300$ м.д.п. (составляющих подавляющее большинство) хорошо аппроксимируется степенной функцией

$$d(S) = 1.97S^{0.23}, \quad (2)$$

где d выражено в гелиографических градусах, а S – в м.д.п.

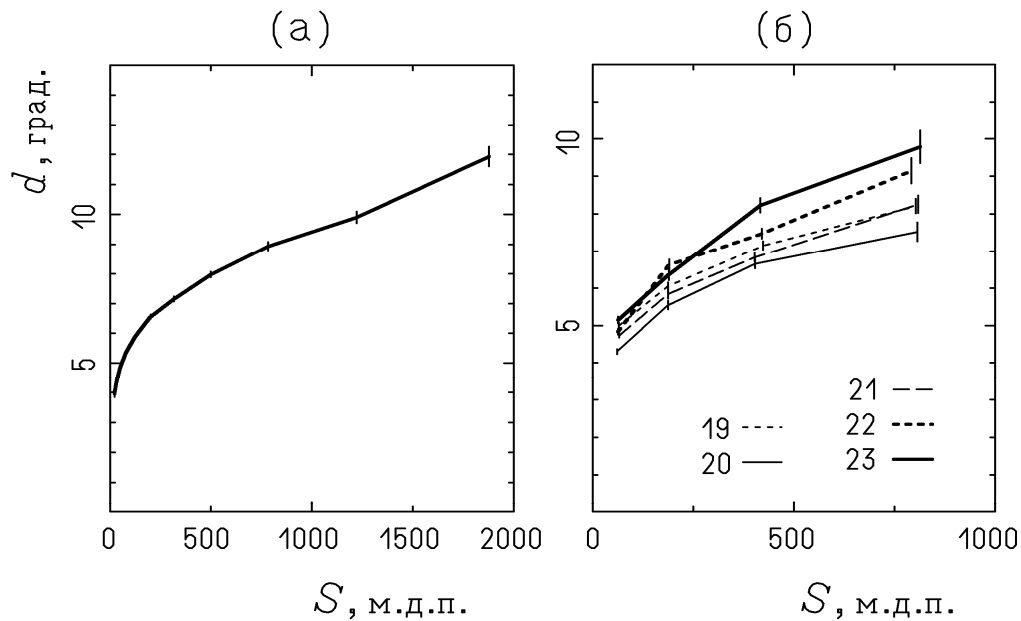


Рис. 2. Зависимости средних размеров d групп пятен от максимальных площадей пятен в группах S , (а) – по всем данным за 1956–2009 гг., (б) – отдельно для циклов солнечной активности 19–23.

Статистическая связь между d и S могла бы быть причиной изменений средних размеров групп пятен, поскольку распределение групп по площадям $N(S)$ изменяется как в ходе 11-летнего цикла (доля больших групп в минимуме цикла уменьшается), так и в связи с долговременными изменениями солнечной активности [3]. Однако сравнение временного хода среднегодовых значений d (рис.1а) и S (рис. 1б) показывает существенное различие как циклических кривых, так и долговременных вариаций этих параметров. Мы рассчитали зависимости $d(S)$ отдельно для каждого из пяти циклов активности 19–23 (рис.2б). На рис. 2б хорошо видно систематическое различие кривых $d(S)$ для разных циклов, которое показывает, что начиная с 20 цикла и по 23 цикл включительно происходил рост средних размеров групп, независимо от их максимальной площади. Таким образом, долговременное изменение размеров групп пятен обусловлено определенным изменением их структуры, выражающимся, в частности, в изменении статистической зависимости $d(S)$.

Можно сделать следующие выводы:

1. Средние размеры групп пятен претерпевают систематические изменения трех типов: циклические (11-летние), вариации в пределах цикла с характерным временем 5 лет, и долговременные вариации, происходящие на шкале времени 50 лет или больше.

2. Долговременные (и, по-видимому, 5-летние) вариации размеров в основном не связаны с изменениями статистического распределения групп пятен по площадям. Напротив, сам вид зависимости между размерами

групп и их площадями пятен в них претерпевает изменения. Очевидно, это отражает определенные систематические изменения в строении групп пятен.

3. Последний, 23-й цикл активности был экстремальным по средним размерам групп пятен, и необычным по характеру их изменения в ходе цикла (не было возрастания размеров групп на фазе спада активности).

Литература

1. *Ерофеев Д.В.* Ориентация осей биполярных групп солнечных пятен // Солнечная активность и её влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука. 2002. Вып. 6. С. 29-49.
2. *Ерофеев Д.В., Ерофеева А.В.* Статистические распределения параметров биполярных групп пятен. // Солнечная активность и её влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука. 2005. Вып.9. С. 43-50.
3. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986. 296 с.
4. *Erofeev D.V.* The relationship between solar activity and the large-scale axisymmetric magnetic field. // Solar Phys. 2001. V. 198. P. 31–50.
5. *Howard R.F.* Axial tilt angles of sunspot groups. // Solar Phys. 1991. V. 136. P. 251-262.
6. *Howard R.F., Sivaraman K.R., Gupta S.S.* Measurement of Kodaikanal white-light images. V. Tilt-angle and size variations of sunspot groups. // Solar Phys. 2000, V. 196, P. 333-348
7. *Wang Y.-M., Sheeley N.R.* Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21. // Solar Phys. 1989. V. 124. P. 81-100.

ЗАКОНЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА, СПРАВЕДЛИВЫЕ НА ЛЮБОЙ ФАЗЕ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Еселевич В.Г.

Институт солнечно-земной физики, Иркутск, Россия

LAWS FOR SOLAR WIND VALID IN ANY PHASE OF SOLAR ACTIVITY

Eselevich V.G.

Institute of solar-terrestrial physics, Irkutsk, Russia

Existence of laws for solar wind valid in any solar cycle phase is one of the most important conclusions to be drawn from COSPAR-2010 results. Most of these laws were defined in 1980-90s, but then, because of an enormous number of statistical investigations which leveled more or less these important results, were largely forgotten. However, SOHO and STEREO data as well as methods for modeling physical processes developed for the past 10-15 years enable us to formulate these laws more accurately. Their fulfillment could be seen during several last solar cycles. This paper is an attempt to formulate a list of such laws which must be incomplete. We also mention their first authors. The aim of this formulation is to stimulate the transition to breakthrough methods for studying solar wind: from predominantly statistical methods to the analysis of individual events. In other words, the existence of such laws necessitates searching for reasons for deviations from them in each separate case.

1. Введение

Физический закон – это эмпирически установленная и выраженная в строгой словесной или математической формулировке устойчивая связь между повторяющимися явлениями, процессами и состояниями тел и других материальных объектов в окружающем мире. Выявление физических закономерностей составляет основную задачу физической науки. Ниже будут сформулированы некоторые физические законы, касающиеся солнечного ветра (СВ), установленные к настоящему времени. Следует отметить, что из-за того, что в солнечном ветре, часто, условия далеко не идеальные, иногда трудно выделить, сформулировать и доказать существование того или иного физического закона СВ. Необходимость формулировки таких законов состоит в том, чтобы иметь возможность понять поведение СВ в более сложных ситуациях, когда он находится под воздействием сразу нескольких факторов.

2. Физические законы СВ

Ниже приведено изложение каждого из законов СВ с указанием первых основополагающих публикаций по данному закону.

1). Закон “Быстрого СВ”. Источником быстрого СВ на Солнце являются корональные дыры. Максимальная скорость V_M быстрого СВ на

орбите Земли связана с площадью S корональной дыры, заключенной в интервале широт $\lambda = \pm 10^\circ$ относительно плоскости эклиптики, соотношением $V_M = 440 + k \cdot S$ (k – коэффициент пропорциональности) [1].

2). Закон “Пояса стримеров”. Медленный СВ, текущий в поясе стримеров, на орбите Земли регистрируется в окрестностях секторных границ межпланетного магнитного поля (ММП), содержащихся внутри участков потоков плазмы с повышенным динамическим давлением Рис. 1. Структура пояса стримеров характеризуется, в среднем, универсальным законом поведения в цикле солнечной активности [2, 3].

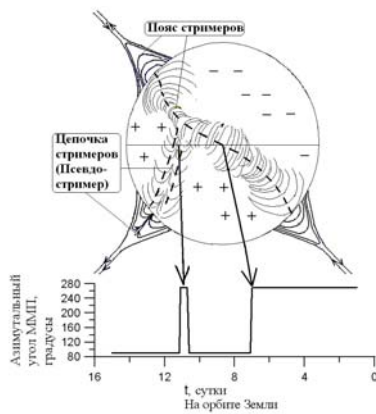


Рис. 1.

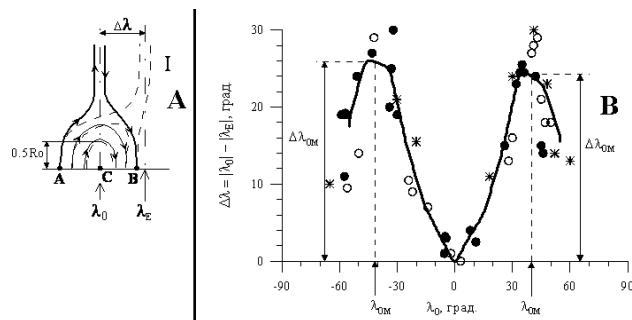


Рис. 2.

3). Закон “Цепочек стримеров”. Медленный СВ, текущий в цепочках стримеров (псевдостримерах), на орбите Земли регистрируется в виде участков потоков плазмы с повышенным динамическим давлением, содержащих четное количество изменений знака ММП (Рис. 1). С увеличением солнечной активности число цепочек стримеров возрастает [4-7].

4). Закон “Нерадиальности лучей пояса и цепочек стримеров”. Нерадиальность лучей пояса и цепочек стримеров зависит от широты λ места их расположения вблизи Солнца и достигает максимальных значений на широтах $\lambda \approx \pm 40^\circ$ (Рис. 2) [8, 9].

5). Закон “О лучевой структуре пояса стримеров”. Пояс корональных стримеров представляет собой последовательность пар лучей повышенной яркости (или два близко расположенных ряда лучей). Яркости лучей в каждой паре, в общем случае, могут различаться. Нейтральная линия радиальной компоненты магнитного поля Солнца проходит вдоль пояса между лучами каждой из пар (Рис. 3). [10, 11].

6). Закон “О структуре гелиосферного плазменного слоя”. Поперечное сечение гелиосферного плазменного слоя (на орбите Земли) имеет, в общем случае, вид двух максимумов концентрации с характерным размером $\approx 2^\circ - 3^\circ$ (в гелиосферной системе координат), между которыми про-

ходит секторная граница (Рис. 4). Такая структура является квазистационарной (сохраняется на интервале времени порядка суток) и является продолжением структуры пояса стримеров в короне (лучевой структуры) [12, 13].

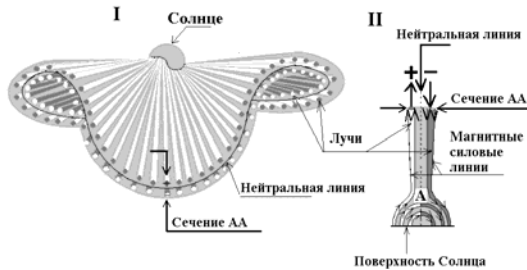


Рис. 3.

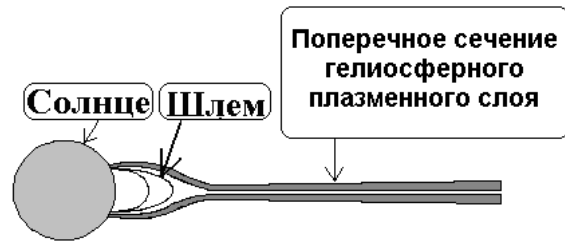


Рис. 4.

7). Закон “О фрактальности гелиосферного плазменного слоя”. Тонкая структура гелиосферного плазменного слоя на орбите Земли представляет собой последовательность вложенных друг в друга магнитных трубок (фрактальность). Размер трубок, по мере вложенности, меняется почти на два порядка (Рис. 5) [14, 15].

б). Закон “О двух механизмах ускорения солнечных энергичных частиц”. Существует два различных класса, а значит два различных механизма ускорения солнечных энергичных частиц: “Импульсные” – ускоряются во вспышках и регистрируются на 1АЕ в узком диапазоне солнечных долготных углов. “Постепенные” – ускоряются ударными волнами, возбуждаемыми СМЕ, и регистрируются в широком диапазоне солнечных долгот (более 200°) (Рис. 6) [16].

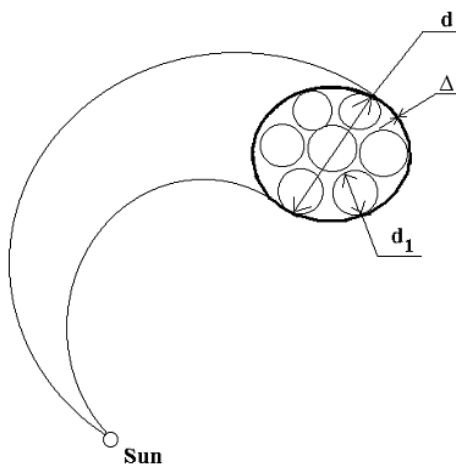


Рис. 5.

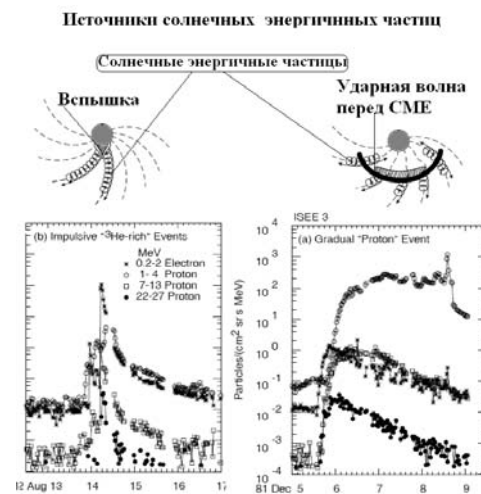


Рис. 6.

7). Закон “О структуре коронального выброса массы (СМЕ)”. Магнитная структура коронального выброса массы представляет собой

винтовой магнитный жгут (flux-rope). В белом свете при определенной ориентации относительно картинной плоскости он виден как яркая фронтальная структура, охватывающая полость, внутри которой может находиться яркое ядро (протуберанец) Рис. 7 [17, 18].

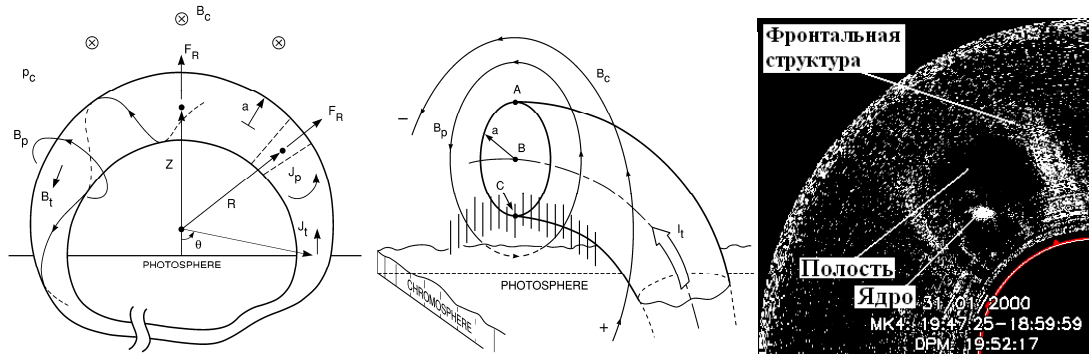


Рис. 7.

8). Закон “О механизме формирования “постепенных” СМЕ”. Механизм формирования “постепенных” СМЕ связан с развитием неустойчивости жгута магнитного потока, вершина которого расположена в короне, а два основания – в фотосфере. [19, 20].

9). Закон “О месте возникновения СМЕ на Солнце”. Местом возникновения СМЕ являются основания пояса или цепочек стримеров (Рис. 8) [21, 22].

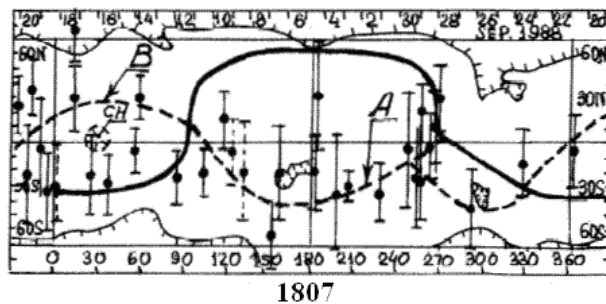


Рис. 8.

10). Закон “О возмущенной зоне перед СМЕ”. В результате взаимодействия с корональной плазмой впереди СМЕ существует возмущенная зона [23].

11). Закон “О формирования ударной волны перед СМЕ”. Формирование ударной волны перед СМЕ происходит при превышении его скорости относительно окружающей корональной плазмы значения локальной альвеновской скорости V_A (V_A – показана сплошной кривой на Рис. 10А, черные и светлые значки соответствует случаям с и без ударной волны перед СМЕ) [24].

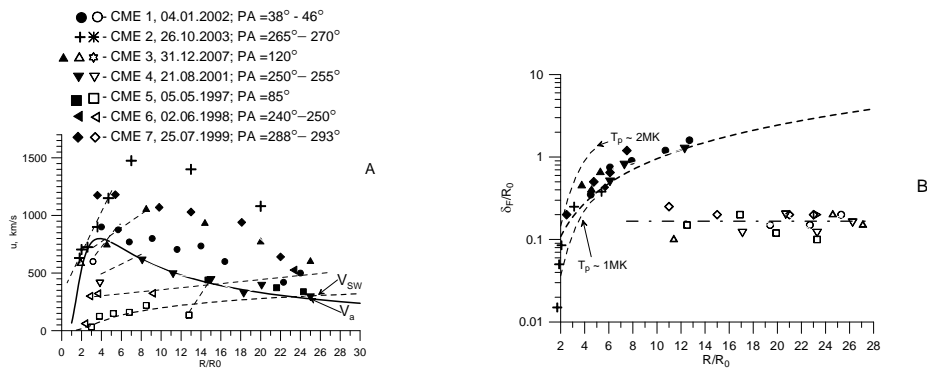


Рис. 10. Зависимости от расстояния R от центра Солнца: А – скорости СМЕ u относительно скорости V_{SW} невозмущенного СВ; В – ширины ударного фронта, две тонкие пунктирные кривые – длина свободного пробега протонов для двух указанных температур.

12). Закон “О механизме диссипации в ударной волне, возбуждаемой перед СМЕ”. Механизм диссипации энергии во фронте ударной волны, возбуждаемой СМЕ, столкновительный на расстояниях менее 6 солнечных радиусов от центра Солнца (черные значки на Рис. 10В). На расстояниях $R > 10R_0$ от центра Солнца (R_0 – радиус Солнца) происходит переход от столкновительной к бесстолкновительной ударной волне (светлые значки на Рис. 10В) [25].

Литература

1. Nolte, J.T., A.S. Kriger et al., Coronal holes as sources of solar wind, *Solar Phys.*, **46**, 303-322, 1976.
2. Svalgaard, L.J., W. Wilcox and T.L. Duvall. A model combining the solar magnetic field. *Solar Phys.*, **37**, 157, 1974.
3. Korzhov, N.P. Large-scale three-dimensional structure of the interplanetary magnetic field. *Solar Phys.*, **55**, 505, 1977.
4. Eselevich, V.G. and Fainshtein, V.G. On the existence of the heliospheric current sheet without a neutral line (HCS without NL). *Planet. Space Sci.*, **40**, 105-119, 1992.
5. Eselevich, V.G., Rudenko, V.G. and Fainshtein, V.G. Study of the structure of streamer belts and chains in the solar corona. *Solar Phys.*, **188**, N2, 277-297, 1999.
6. Eselevich, M.V., Eselevich, V.G. and Fujiki, K. Streamer belt and chains as the main sources of quasi-stationary slow solar wind. *Solar Phys.*, **240**, 135-151, 2007.
7. Wang, Y.M., N.R. Sheeley and N.B. Rich. Coronal pseudostreamers, *Ap. J.*, **685**, 1340-1348, 2007.
8. Eselevich, V.G., Eselevich, M.V. Study of the nonradial directional property of the rays of the streamer belt and chains in the solar corona. *Solar Phys.*, **208**, 5-16, 2002.
9. Tlatov, A.G. and V.V. Vasil'eva. The non-radial propagation of coronal streamers in minimum activity epoch. *Proceedings of the International Astronomical Union*, **5**, 292-294, 2009.
10. Gubchenko, V.M., M.L. Khpdachenko, H.K. Biernat, V.V. Zaitsev and H.O. Rucker. On a plasma kinetic model of a 3D solar corona and solar wind at the heliospheric sheet, *Hvar Obs. Bull.*, **28**, №1, 127-138, 2004.
11. Eselevich, M.V., Eselevich, V.G. The double structure of the coronal streamer belt. *Solar Phys.*, **235**, 331-344, 2006.

12. *Bavassano, B. et al.*, Heliospheric plasma sheet and coronal streamers. *GRL*, **24** (3), 1655, 1997.
13. *Еселевич М.В., Еселевич В.Г.* Пояс стримеров в короне Солнца и на орбите Земли. *Геомагнетизм и аэрономия*, **47**, №3, 309-316, 2007.
14. *Milovanov A.V. and Zelenyi L.M.* Fraction excitations as a driving mechanism for the self-organized dynamical structuring in the solar wind *Astrophys. Space Science*, **264**, 317-345. 1999.
15. *Еселевич М.В., Еселевич В.Г.* Фрактальная структура гелиосферного плазменного слоя на орбите Земли. *Геомагнетизм и аэрономия*, **45**, №3, 347-358, 2005.
16. *Reems, D.V.* Particle acceleration at the Sun and the heliosphere. *Space Sci. Rev.*, **90**, 413-491, 1999.
17. *Illing, R.M. and Hundhausen, A.J.* Disruption of a coronal streamer by an eruptive prominence and coronal mass ejection. *JGR*, **90**, 10,951, 1986.
18. *Thernisien, A., A. Vourlidas and R.A. Howard.* Forward modeling STEREO/SECCHI data. *Sol. Phys.*, **256**, 111-130, 2009.
19. *Chen, J.* Physics of coronal mass ejections: a new paradigm of solar eruption, *Space Science Rev.*, **95**, 165-190, 2001.
20. *Kuznetsov, V. and A. Hood.* A phenomenological model of coronal mass ejection. *Adv. Space Sci.*, **26**, №3, 539-542, 2000.
21. *Hundhausen, A.J.* Sizes and locations of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984 – 1989. *JGR*, **98**, 13,177, 1993.
22. *Eselevich, V.G.*, New results on the site initiations of CMEs. *GRL*, **22**(20), 2681-2684, 1995.
23. *Еселевич М.В., Еселевич В.Г.* Первые экспериментальные исследования возмущенной зоны перед фронтом коронального выброса массы. *АЖ*, **84**, №11, 1046-1054, 2007.
24. *Eselevich, M.V., and V.G. Eselevich.* On formation of a shock wave in front of a coronal mass ejection with velocity exceeding the critical one, *GRL*, **35**, L22105, 2008.
25. *Еселевич М.В.* Об измерении ширины фронта ударной волны впереди коронального выброса массы. *АЖ*, **87**, №2, 197-208, 2010.

ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВПЕРЕДИ КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА МАССЫ

Еселевич М.В., Еселевич В.Г.

Институт солнечно-земной физики, Иркутск, Россия

PECULIARITIES OF APPEARANCE OF A SHOCK WAVE IN FRONT OF A CORONAL MASS EJECTION

Eselevich M.V., Eselevich V.G.

Institute of solar-terrestrial physics, Irkutsk, Russia.

The analysis of the 4 January 2002 event has revealed that in front of the CME frontal structure with distance away from the Sun a shock wave forms first in a narrow region in the CME propagation direction and then at wide angles to this direction. It is due to the fulfillment of the following condition: the orthogonal-to-the-surface CME velocity “ u ” relative to the undisturbed SW should exceed the Alfvén velocity V_A .

1. Введение

В работе [1] было введено понятие "возмущенной зоны", возбуждаемой впереди СМЕ, и проведены первые исследования ее свойств. Это направление исследований оказалось весьма перспективным, т.к. открыло реальный путь к отождествлению ударной волны перед СМЕ в тех ситуациях, когда ее формирование действительно происходит.

В предыдущих наших работах обнаружение и изучение ударной волны проводилось в ограниченной области в направлении распространения СМЕ. Целью настоящей работы было исследование условий возникновения ударной волны не только в ограниченной области в направлении распространения СМЕ, но и в произвольном направлении.

2. Данные и метод анализа

В работе анализировались калиброванные изображения короны в белом свете, получаемые на коронографах LASCO C2 и C3 (SOHO). Разностные изображения использовались для изучения динамики СМЕ, возмущенной зоны и ударной волны на их фронте. Для детального анализа использовались сечения, построенные по разностным изображениям.

3. Анализ экспериментальных данных

Исследования проведем на примере СМЕ, произошедшего 4 января 2002 ($\approx 09:05$ UT), который удовлетворяет следующим условиям.

1. СМЕ является “лимбовым” (долгота места возникновения относительно центрального меридиана $\varphi > 60^\circ$), т.е. он распространялся вблизи картинной плоскости.

2. СМЕ имеет простой трехчастичный вид, состоящий из фронтальной структуры, полости и яркого ядра.

Скорость СМЕ: $V \approx 900$ км/с.

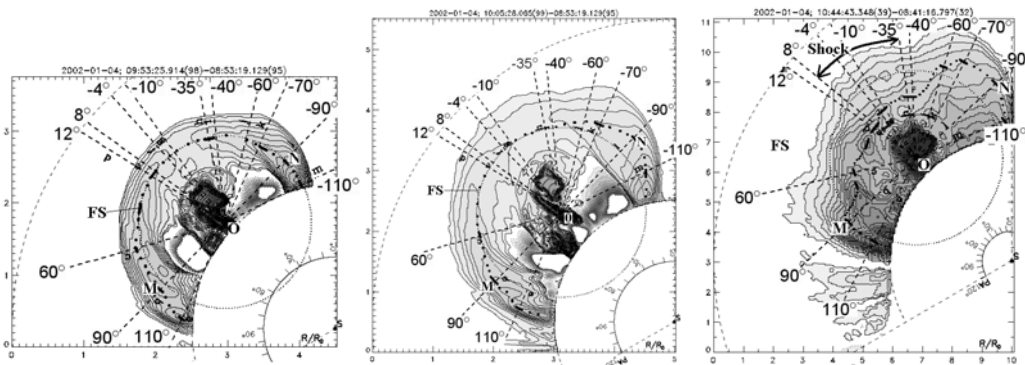


Рис. 1.

На Рис. 1 для этого события приведены разностные изображения в виде изолиний яркости для трех последовательных моментов времени. В первые два момента фронтальная структура, проведенная по максимумам яркости, имеет вид окружности с центром в т. О. Направление относительно центра задается углом α , который отсчитывается от направления движения СМЕ против часовой стрелки.

Скорость в направлении распространения СМЕ ($\alpha = 0^\circ$) составляет:

$$V = V_C + V_{EXP},$$

где: V_C - радиальная скорость центра, V_{EXP} - скорость расширения СМЕ относительно центра О. Измерения показывают, что скорость расширения относительно центра О: $V_{EXP}(\alpha = 0^\circ) \approx V_{EXP}(\alpha = 90^\circ) \approx V/2$.

Первоначально симметричное расширение СМЕ при удалении от Солнца становится заметно не симметричным. В диапазоне углов $-40^\circ \leq \alpha \leq 8^\circ$ в передней части возмущенной зоны формируется ударная волна (правая панель на Рис. 1).

Пусть u – нормальная компонента скорости СМЕ относительно невозмущенного СВ. Поскольку скорость невозмущенного солнечного ветра V_{SW} направлена по радиусу, то:

1. В направлении движения СМЕ ($\alpha = 0^\circ$): $u = V - V_{SW}$;
2. В боковых направлениях ($\alpha = \pm 90^\circ$): $u \approx V_{EXP} \approx V/2$ (т.к. в этих направлениях $V_{EXP} \perp V_{SW}$).

Распределения разностной яркости, построенные из центра фронтальной структуры (т. О) под различными углами α (т.е. в системе координат связанной с фронтальной структурой), показаны на Рис. 2. При $|\alpha| = \pm 90^\circ$ наблюдается наименьшее значение толщины δ_1 токового слоя на границе фронтальной структуры: $\delta_1 \approx 0.1-0.2R_0$ (показано горизонтальной штриховкой). Исследуем более подробно условия формирования ударной волны в

данном событии для трех направлений: вдоль оси распространения СМЕ ($|\alpha| \leq 10^\circ$) и перпендикулярно этой оси ($\alpha = -90^\circ$ и $\alpha = +90^\circ$).

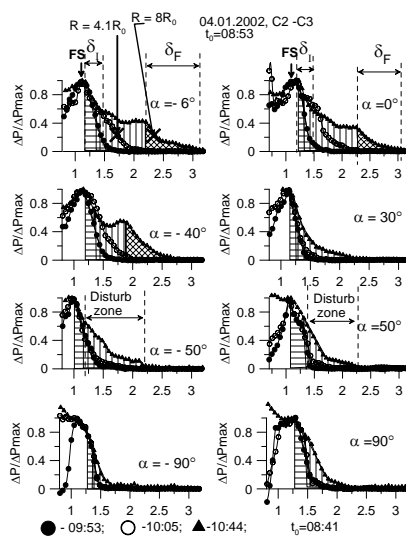


Рис. 2.

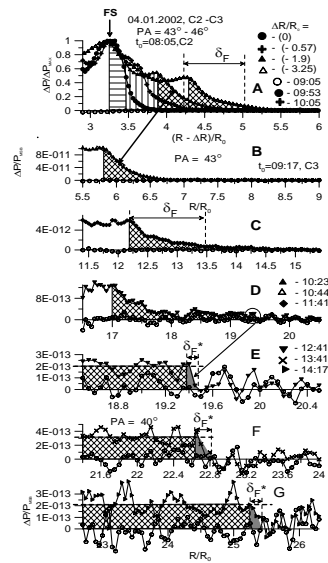


Рис. 3.

Случай $|\alpha| \leq 10^\circ$, т.е. в направлении движения СМЕ (Рис. 3). В системе координат, связанной с фронтальной структурой (Рис. 3А), видно формирование столкновительного ударного фронта с шириной δ_F (перекрестная наклонная штриховка). На Рис. 3В-3Г отсчет расстояний по оси абсцисс сделан от центра Солнца. На Рис. 3Д-3Е в передней части видно формирование нового разрыва – бесстолкновительной ударной волны (показано серым цветом).

Случай $\alpha = -90^\circ$. Соответствующие распределения показаны на Рис. 4. Поскольку распределения построены не в радиальном направлении, то расстояние данной точки СМЕ от центра Солнца отличается от расстояний, приведенных на оси абсцисс. Расстояния от центра Солнца для отдельных точек показаны вертикальными стрелками с подписями. На рисунке видно, что здесь идет увеличение возмущенной зоны со временем. Формирование ударного фронта не наблюдается вплоть до $R \approx 11R_0$.

Случай $\alpha = +90^\circ$. На рис. 5А приведены профили разностной яркости в системе координат, связанной с фронтальной структурой, для четырех моментов времени. Вплоть до момента 11:17 идет увеличение возмущенной зоны, и нет формирования столкновительной ударной волны. К моменту времени 13:41 в передней части зоны на $R = 8.5R_0$ формируется бесстолкновительный ударный фронт с шириной δ_F^* (серый цвет). На Рис. 5В-5Е горизонтальной стрелкой с надписью показано расстояние фронта до центра Солнца.

Таким образом, в разных направлениях $\alpha = 0^\circ; \pm 90^\circ$ образование ударного фронта происходит на различных расстояниях R . Действительно, параметры СМЕ в этих направлениях разные. На Рис. 6 нанесена относи-

тельная скорость и СМЕ в трех направлениях: светлые значки – до образования ударной волны, сплошные значки – после образования ударной волны. Сплошной кривой на Рис. 6 показана альвеновская скорость $V_A(R)$ из [2].

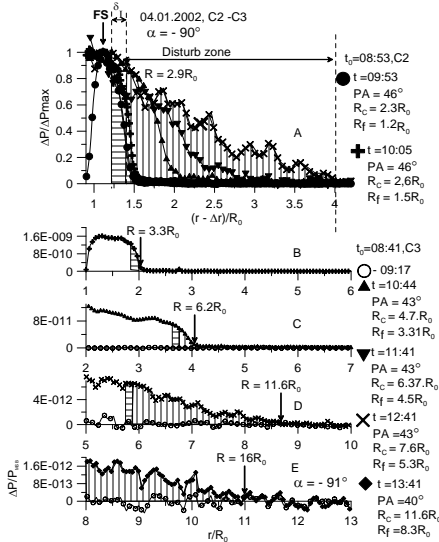


Рис. 4.

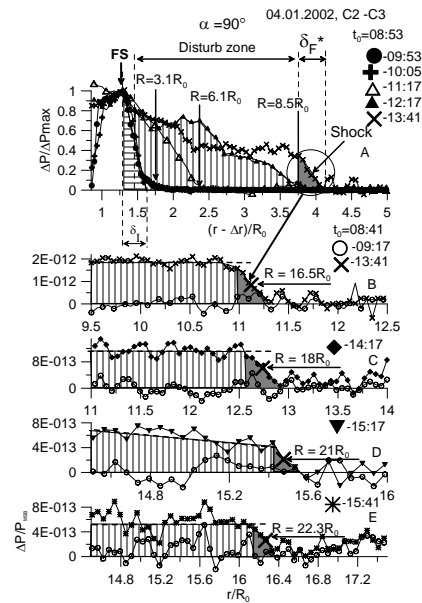


Рис. 5.

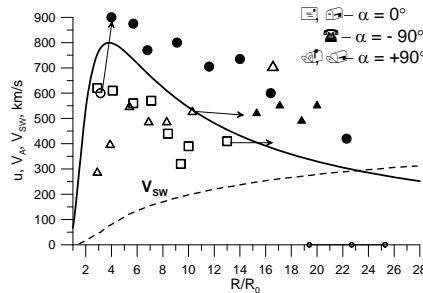


Рис. 6.

Таким образом, образование ударной волны происходит, когда u становится больше V_A . Это происходит на различных R для разных направлений α . Ближе всего ударный фронт формируется при $\alpha \approx 0^\circ$ (на $R \approx 3.5R_0$).

Литература

1. Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Первые экспериментальные исследования возмущенной зоны перед фронтом коронального выброса массы. *Астрономический журнал*, т. 84, N11, с. 1046-1054, 2007.
2. Mann, G., Aurass, H., Klassen, A., Estel, C., and Thompson, B.J. Coronal transient waves and coronal shock waves. *Proceeding 8th SOHO Workshop "Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona"*, Paris, France, 22-25 June 1999, (ESA, SP-466, October 1999).

ОБ ИНДУКЦИОННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ В ПЛАЗМЕННЫХ СЛОЯХ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Ефименко В.М.¹, Токий В.В.²

¹*Астрономическая обсерватория КНУ имени Тараса Шевченко, Украина, Киев*

²*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ, Украина, Донецк*

ABOUT OF INDUCTION ELECTRIC CURRENTS IN THE PLASMA NEAR-SURFACE LAYERS OF THE SOLAR ATMOSPHERE

Efimenko V.M.¹, Tokiy V.V.²

¹*Astronomical observatory of Kiev National of Taras Shevchenko University, Ukraine, Kiev*

²*Donetsk Physical and Technical Institute NAS Ukraine, Ukraine, Donetsk*

Changes of parameters of an isothermal plasma layer with distance from a surface of the Sun without taking into account the general magnetic field of the Sun are considered in work [1]. In the present paper the changes of parameters near-surface plasma layers of a solar atmosphere with distance from the Sun surface the dipole approximation for the general magnetic field and heterogeneity of the Sun rotation are considered.

The estimation of the contribution of the induction electric currents caused by heterogeneity of rotation of the Sun, in heating of a solar corona is executed. It is shown that the temperature of the bottom corona under the influence of induction currents raises 500 K° to $1.6 \cdot 10^6\text{ K}^\circ$. Thus, induction currents can bring the essential contribution to heating of a solar corona.

В работе [1] рассмотрены изменения параметров изотермического плазменного слоя с расстоянием от поверхности Солнца без учета общего магнитного поля Солнца. Индукционные явления, которые возникают вокруг однородно намагниченной вращающейся звезды, впервые рассматривались Дэвисом [2] при расчетах радиальных и меридиональных электрических полей и электрических потенциалов.

В работе [3] рассмотрены изменения параметров приповерхностных плазменных слоев солнечной атмосферы с расстоянием от поверхности Солнца, учитывающие дипольное приближение для общего магнитного поля и неоднородность вращения (тахоклин) однородно намагниченного Солнца, а также наличие внешних плазменных слоев (хромосферы и короны). Так как при идеальном магнитогидродинамическом рассмотрении с бесконечной проводимостью плазмы электродвижущие силы не индуцируются [4], задача рассмотрена с учетом конечной величины электропроводности.

В результате получены аналитические решения для распределения электрических потенциалов и полей в плазменных слоях Солнца, обусловленных неоднородностью его вращения. При отсутствии тахоклина и внешних плазменных слоев решения для распределения потенциала и

электрических полей вне Солнца совпадают с решениями Дэвиса [2]. Полученные решения позволяют оценить вклад индукционных токов, обусловленных неоднородностью вращения Солнца, в нагревание приповерхностных слоев атмосферы.

Рассмотрим по очереди различные члены, входящие в функцию энергетических потерь (L), которую в общем виде можно записать как разность между скоростью энергетических потерь и скоростью поступления энергии [5], а именно

$$L = -\vec{\nabla} \cdot \kappa \vec{\nabla} T + L_r - \frac{j^2}{\lambda} - H, \quad (1)$$

где κ – коэффициент теплопроводности, T – температура, L_r – потери за счет излучения, j – плотность тока, λ – удельная электропроводность и H – сумма всех других источников нагрева.

В рассматриваемом нами случае сферической симметрии член теплопроводности приводится к виду [5]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\kappa_0 T^{3/2} \frac{dT}{dr} r^2 \right), \quad (2)$$

где $\kappa_0 = 10^{-11} \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$ для полностью ионизованной водородной плазмы [6].

Для оптически тонкой части атмосферы ($T \geq 2 \cdot 10^4 \text{ K}$ в хромосфере и короне) потери на излучение L_r принимают вид

$$L_r = n_e n_H \chi T^\alpha, \quad (3)$$

где n_e – электронная концентрация, n_H – число атомов водорода или протонов в единице объема (когда плазма полностью ионизована, $n_H = n_e = n$), χ и α – постоянные. В рассматриваемом случае для диапазона температур $2 \cdot 10^4 \text{ K} < T < 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ принимаем их равными $\chi = 10^{-35} \text{ Wm}^3$ и $\alpha = 0$ [7, 8], а зависимость концентрации электронов от расстояния r

$$n(r) = n_c e^{-b(r-a_c)}, \quad (4)$$

где $n_c = 3,162 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $b = 6,908 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $a_c = 7,025 \cdot 10^8 \text{ m}$.

Используя полученные в [3] аналитические выражения для электрических потенциалов, индукционные радиальные j_r и меридиональные j_θ плотности токов в корональных слоях Солнца, можно определить по формулам [9], соответственно:

$$j_r(r, \theta) = -\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \lambda B_\theta \omega r \sin \theta, \quad j_\theta(r, \theta) = -\frac{\lambda}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \lambda B_r \omega r \sin \theta.$$

Запишем стационарное сферически симметричное (усредненное по поверхности) выражение для омической диссипации от расстояния r до центра Солнца

$$\frac{j_r^2 + j_\theta^2}{\lambda_C} = \frac{100\lambda_C\lambda_A^2\lambda_m^2B_0^2a_L^{10}a_C^{10}(\omega_L - \omega_0)^2}{3r^8[6a^5(\lambda_A^2 - \lambda_A\lambda_C - \lambda_m\lambda_A + \lambda_m\lambda_C) - a_C^5(6\lambda_A^2 + 9\lambda_A\lambda_C + 4\lambda_m\lambda_A + 6\lambda_m\lambda_C)]^2}, \quad (5)$$

где B_0 – магнитная индукция на полюсе; a_L, a, a_C – расстояния от центра Солнца до тахоклина, фотосферы и короны соответственно; ω_L, ω_0 – стационарная сферически симметричная угловая скорость вращения Солнца ниже и выше тахоклина, соответственно; $\lambda_m, \lambda_A, \lambda_C$ – удельная электропроводность в слоях Солнца ниже фотосферы, в хромосфере и короне.

В рассматриваемом стационарном сферически симметричном случае функция энергетических потерь (1) равна нулю

$$-\frac{\kappa_0}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 T^{5/2} \frac{dT}{dr} \right] + n^2 \chi - \frac{A}{r^8} = 0, \quad (6)$$

где

$$A = \frac{100\lambda_C\lambda_A^2\lambda_m^2B_0^2a_L^{10}a_C^{10}(\omega_L - \omega_0)^2}{3[6a^5(\lambda_A^2 - \lambda_A\lambda_C - \lambda_m\lambda_A + \lambda_m\lambda_C) - a_C^5(6\lambda_A^2 + 9\lambda_A\lambda_C + 4\lambda_m\lambda_A + 6\lambda_m\lambda_C)]^2} = 7.645 \cdot 10^{69} \text{ Wm}^5.$$

При оценки константы A использовались такие значения параметров модели: $B_0 = 10^{-4}$ Т, $\lambda_m = 10^6$ mho·m⁻¹, $\lambda_A = 1.118 \cdot 10^4$ mho·m⁻¹, $\lambda_C = 2.828 \cdot 10^6$ mho·m⁻¹, $a_L = 4.9 \cdot 10^8$ м, $a = 7 \cdot 10^8$ м, $\omega_L = 2.513 \cdot 10^{-6}$ rad/s, $\omega_0 = 2.262 \cdot 10^{-6}$ rad/s.

Интегрируя уравнение (6), получаем зависимость температуры $T(r)$ нижней короны от расстояния до центра Солнца r

$$T(r) = \left[T_0^{7/2} + (b\beta + \frac{\beta}{r})e^{2b(a_C-r)} + \frac{\gamma}{r} - \frac{\delta}{r^6} - b\beta - \frac{\beta + \gamma}{a_C} + \frac{\delta}{a_C^6} \right]^{2/7}, \quad (7)$$

$$\text{где } \beta = \frac{7n_C^2\chi}{8\kappa_0b^3}, \quad \gamma = \frac{-7n_C^2\chi}{8\kappa_0b^3}(2a_Cb + 1 + 2a_C^2b^2) + \frac{7A}{10\kappa_0a_C^5}, \quad \delta = \frac{7A}{60\kappa_0}.$$

Зависимость температуры $T(r)$ нижней короны от расстояния до центра Солнца r представлена на рис. 1.

Как видно из рис. 1, температура нижней короны под влиянием индукционных токов повышается от 500 К° до $1.6 \cdot 10^6$ К°. Следовательно, индукционные токи могут внести существенный вклад в нагрев короны Солнца.

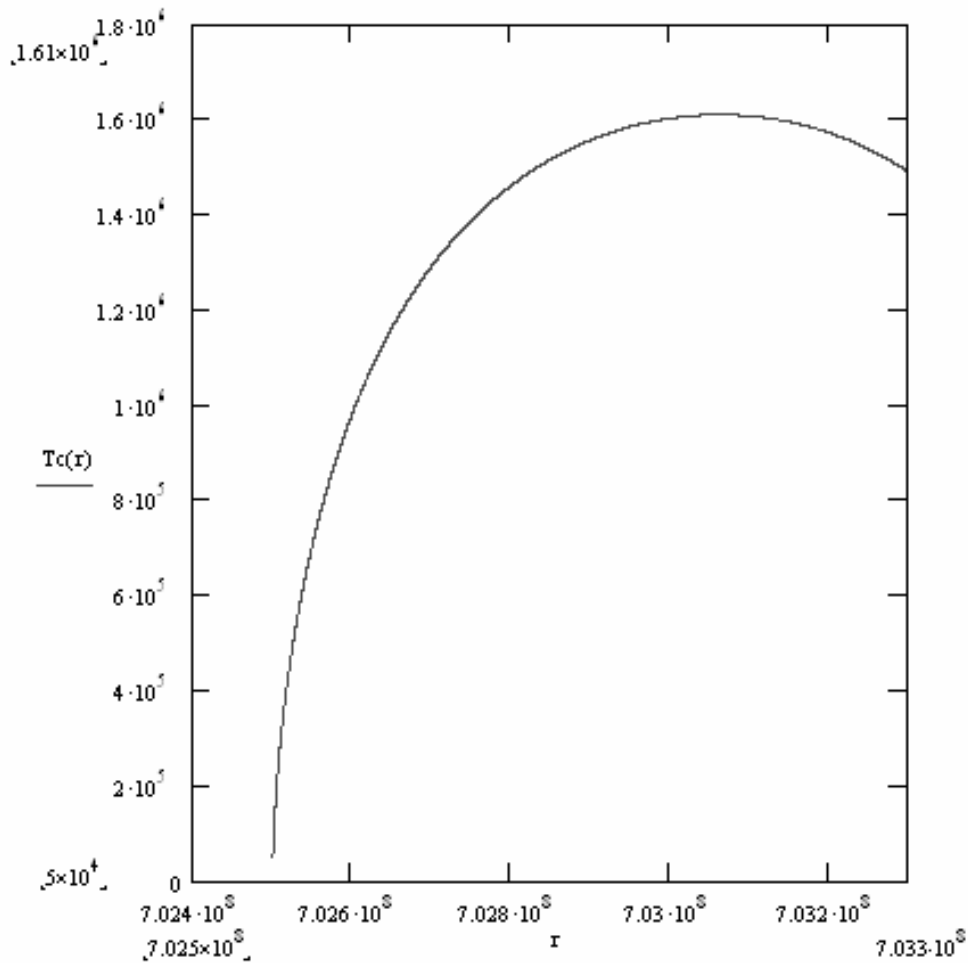


Рис. 1. Зависимость температуры $T(r)$ нижней короны от расстояния до центра Солнца r .

Литература

1. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Изв. Крым. астрофиз. обсерв. 2007. Т. 103, № 4. С. 51-58.
2. Davis L. Jr. Phys. Rev. 1947. V. 72, N 7. P. 632-633.
3. Ефименко В.М. Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. 2010. Вып. 46. С. 4-8.
4. Parks G.K. Space Sci. Rev. 2004. Vol. 113. P. 97-125.
5. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1982. 592 с.
6. Спутцер Л. Физика полностью ионизированного газа. М.: ИЛ. 1957. 112 с.
7. Rozner R., Tucker W.H., Vaiana J.S. Astrophys. J. 1978. V. 220. P. 643-649.
8. Rozner R. et al. Astrophys. J. 1978. V. 222. P. 317-321.
9. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003. 616 с.

ОБ ЭФФЕКТЕ СИЛЬНОГО ВОЗРАСТАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Зайцев В.В.¹, Кислякова К.Г.², Алтынцев А.Т.³, Мешалкина Н.С.³

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

²*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия*

³*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

ON THE EFFECT OF FAST INCREASE OF ELECTRIC CURRENT IN CORONAL MAGNETIC LOOPS IMMEDIATELY BEFORE FLARES

Zaitsev V.V.¹, Kislyakova K.G.², Altyntsev A.T.³, Meshalkina N.S.³

¹*Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia*

³*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

A distinctive modulation was discovered during analysis of low-frequency modulations of coronal magnetic loops microwave emission. Its frequency increases in a few times direct before flare and decreases to the initial value during the flare. At first we determine the oscillation mode observed initial modulation frequency could be possibly caused by. After calculation and comparison frequencies of various oscillation modes we suggest this type of modulation could be caused by LRC-oscillations of a coronal loop. It is shown, that such modulation can be an evidence of rapid increase of current in the loop direct before the flare resulting in coronal plasma heating and increase of energy release. We determine initial and peak current values before and during the flare under known loops conditions and estimate the rate of Joule plasma heating under considered conditions. Rapid increase of the current could be possibly caused by the fluet instability.

В изучении протекающих в солнечной атмосфере процессов большое значение имеет исследование солнечных вспышек в корональных магнитных петлях (КМП), в том числе понимание процессов, непосредственно предшествующих вспышечным явлениям и их дальнейшей эволюции. Эффективным инструментом в этом случае является анализ микроволнового излучения активных областей. В данной работе мы анализировали наблюдения, выполненные радиогелиографами и спектрополяриметрами обсерватории «Нобейма» и охватывающие вспышку 30 марта 2001 года, две следующие друг за другом вспышки 2 ноября 1992 года и вспышку 17 июня 2003 года [1–2]. Благодаря тому, что наблюдения радиогелиографа «Нобейма» на 17 и 34 ГГц обладают достаточным пространственным разрешением, можно установить, что источником излучения в первых двух случаях являлись КМП, в то время как 17 июня 2003 года основное излучение принадлежало группе солнечных пятен. Наблюдение в каждом случае прово-

дилось также спектрополяриметрами на нескольких частотах (35, 17, 9, 3.75, 2 и 1 ГГц).

Динамические спектры низкочастотной модуляции были получены с помощью преобразования Вигнера-Вилля [3], которое в данном случае показывает, что до возникновения вспышечного энерговыделения радиоизлучение петель на частоте 17 ГГц промодулировано сигналом с частотой $\nu \approx 0,005\text{Hz}$ (период 200 сек).

В спектрах первых двух рассматриваемых событий нами была обнаружена характерная модуляция излучения, частота которой возрастала от исходного значения $\nu \approx 0,005\text{Hz}$ в несколько раз приблизительно за 50 сек до максимума вспышечного энерговыделения и затем постепенно уменьшалась до исходного значения за время порядка 100 сек, что совпадает с длительностью импульсной фазы вспышки. На рис. 1 представлена исходная реализация и соответствующий спектр, полученный при обработке наблюдений на 17 ГГц вспышки 2 ноября 1992 года с максимумом в 02:49 UT. Аналогичная картина наблюдалась на нескольких частотах как на спектрах двух вспышек 30 марта 2001 года (05:14 UT и 05:04:40 UT), так и на спектрах вспышки 30 марта 2001 года. В спектре события 17 июня 2003 года (источником излучения являлись солнечные пятна) модуляция такого типа отсутствовала. В настоящей работе мы делаем попытку объяснить происхождение модуляции с исходной частотой около $\nu \approx 0,005\text{Hz}$ на предвспышечной стадии развития процесса, а также объяснить причину сильного возрастания частоты модуляции непосредственно перед вспышкой.

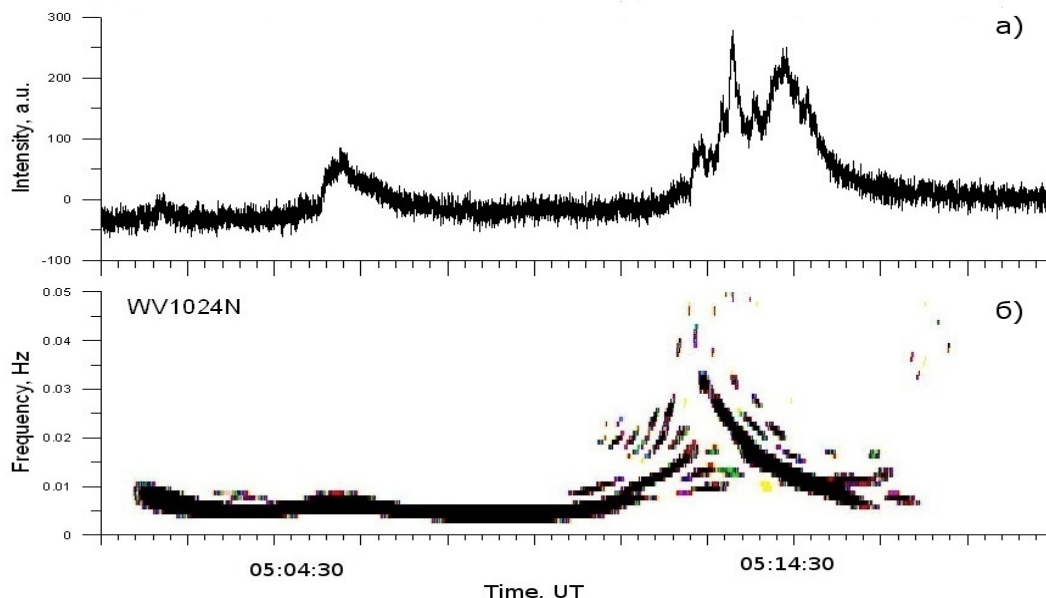


Рис. 1. Событие 30 марта 2001 года; а) интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметра Нобейма на 17 ГГц; б) спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный с использованием преобразования Вигнера-Вилля.

Микроволновое излучение корональных магнитных петель обычно интерпретируется как гиротронное излучение быстрых электронов на гармониках гирочастоты в магнитном поле петли. Так как интенсивность такого излучения сильно зависит от магнитного поля и обладает существенной угловой анизотропией, колебания величины магнитного поля в корональной магнитной петле либо колебания петли, приводящие к изменению угла между магнитным полем и направлением на наблюдателя, могут приводить к модуляции интенсивности принимаемого радиоизлучения. Вариации магнитного поля могут быть вызваны несколькими типами собственных МГД – колебаний петли, такими как быстрые магнитозвуковые, изгибные, альфвеновские колебания и LRC-колебания корональной магнитной петли как эквивалентного электрического контура [4]. Как показали выполненные в настоящей работе оценки, именно последний тип колебаний имеет частоту, наиболее близкую к наблюдаемой. При этом частота колебаний эквивалентного электрического контура определяется не только геометрическими характеристиками петли, но и величиной протекающего в петле тока:

$$v_{LRC} = \frac{c}{2\pi\sqrt{LC(I_0)}} \approx \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{\Lambda}} \frac{I_0}{cr^2\sqrt{nm_i}}. \quad (1)$$

Здесь $\Lambda = \ln \frac{4l}{\pi r} - \frac{7}{4}$, n – электронная концентрация в корональной части петли, r – радиус ее основания, I_0 – равновесное значение силы тока, l – длина петли. Формула (1) получена в предположении, что колебания электрического тока синфазны во всех точках петли как эквивалентного электрического контура. С другой стороны, вариации тока распространяются вдоль петли с альфвеновской скоростью. Поэтому для условия синфазности необходимо, чтобы альфвеновское время $\tau_A = l/C_{Ai}$ было много меньше периода колебаний $T_{LRC} = 1/v_{LRC}$. Для периодов, характерных для LRC-колебаний петли, такое условие выполняется.

Характер наблюдавшейся низкочастотной модуляции позволяет заключить, что началу вспышки в петле предшествует резкое возрастание тока, что в свою очередь приводит к резкому увеличению энерговыделения за счет джоулевой диссипации. Наш анализ показал, что перед вспышкой происходит значительное увеличение тока в корональной магнитной петле. Для события 30 марта 2001 года ток увеличивается от значения $I_0 \approx 10^{10} A$ перед вспышкой до значения $I_0 \approx 7 \times 10^{10} A$ во время импульсной фазы вспышки, т.е. в 7 раз, для вспышки 2 ноября 02:49 UT ток увеличивается в 5 раз и для второй вспышки в тот же день 04:09 UT – в 7 раз.

Причина увеличения электрического тока перед вспышкой может заключаться в развитии баллонной моды желобковой неустойчивости в основании корональной магнитной петли, что в данном случае играет роль

триггера вспышки [5]. В хромосферном основании радиус петли возрастает с высотой из-за уменьшения внешнего газового давления, поэтому появляется кривизна магнитного поля, направленная из окружающей хромосферы внутрь петли. Радиус кривизны силовых линий при этом имеет величину порядка высоты неоднородной атмосферы в основаниях петли. Вследствие кривизны магнитного поля на внешнюю плазму действует центробежная сила, направленная внутрь трубки, что создает условия для развития желобковой неустойчивости. Если, например, азимутальная компонента магнитного поля перед развитием желобковой неустойчивости линейно зависела от радиуса, т.е. $B_{\varphi 0}(r) = B_{\varphi 0} r / r_1$, то при вторжении языка плазмы со скоростью $V_r(r, t) = -V_r(t) r / r_1$ электрический ток в трубке будет увеличиваться по закону

$$I(t) = I_0 \exp\left[2 \int_0^t V_r(t') / r_1 dt'\right]. \quad (2)$$

Увеличение тока в 7 раз в событии 30 марта 2001 г. соответствует показателю экспоненты 1,95. При этом мощность джоулевого нагрева составляет $(dW/dt) \approx 6 \times 10^{27} \text{ erg s}^{-1}$, и общий энергетический вклад в нагрев плазмы за время порядка длительности вспышечного процесса достигает значения порядка $6 \times 10^{29} \text{ ergs}$.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 10-02-00265а, 08-02-00119-а, 09-02-00226_а, а также конкурсным контрактом КД НК-21П с Федеральным Агентством Образования Российской Федерации и грантом № 228319 Европейского Союза в рамках проекта EuroPlanet-RI FP7.

Литература

1. *A.T. Altyntsev, V.V. Grechnev, N.S. Meshalkina, Y.Yan.* Microwave Type III-Like Bursts as Possible Signatures of Magnetic Reconnection. *Solar Physics.* 2007, **242**: 111–123.
2. *A.T. Altyntsev, V.V. Grechnev, H. Nakajima, K. Fujiki, M. Nishio, and D.V. Prosovetsky.* The limb flare of November 2, 1992: Physical conditions and scenario. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1999, **135**, 415–427.
3. *E.I. Shkelev, A.G. Kislyakov, S. Yu. Lupov,* *Radiophys. & Quant. Electronics,* 2002, **45**, 433.
4. *V.V. Zaitsev, A.V. Stepanov, S. Urpo and S. Pohjolainen.* LRC-circuit analog of current-carrying magnetic loop: diagnostics of electric parameters. *Astron. Astrophys.*, 1998, **337**, 887–896 (1998).
5. *V.V. Zaitsev, K. Shibasaki,* *Astron. Rep.*, 2005, **49**, 1009.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ ИМПУЛЬСАМИ АКТИВНОСТИ

Золотова Н.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

SOLAR CYCLE MODELING BY MEANS OF ACTIVITY IMPULSES

Zolotova N.V., Ponyavin D.I.

Saint-Petersburg state university, Saint-Petersburg, Russia

The work is devoted to the modeling of the sunspot butterfly diagram as a superposition of impulses. It was shown that the phase and amplitude differences of impulses in both hemispheres determine slopes, smoothness, and lengths of ascending and declining branches of a solar cycle, also a number of activity peaks during the solar maximum, Gnevyshev gap and etc. Special attention is given to the modeling of extremely long solar cycles.

Введение

Истинная картина солнечного цикла выглядит гораздо менее правильной, чем ход полученных путём осреднения сглаженных кривых. Часто заметны вторичные максимумы, примерно через 2–4 года после главного максимума [5, 8]. Хорошо известен так называемый провал Гневышева [2]. Иногда максимумы имеют сложную структуру, состоящую из нескольких пиков. Широтное распределение пятен по поверхности Солнца также не является однородным. Идея о распределении солнечной активности во всех оболочках атмосферы Солнца как суперпозиции импульсов активности разрабатывалась Гневышевым в соавторстве с Анталовой и Олем [1–5, 9]. Согласно их идее, тонкая структура солнечного цикла есть переналожение импульсов, центры которых находятся на широтах 20–25° и 10–15° в каждом из полушарий. Во время первого импульса солнечная активность увеличивается на всех широтах (включая полюса). Во время второго импульса (через 2–4 года) солнечная активность сконцентрирована в приэкваториальных областях. Предполагается, что солнечная активность распределена вокруг центров импульсов по гауссиане [4].

Результаты моделирования

В данной работе мы смоделировали полученные Гневышевым с соавторами статистические закономерности солнечной активности отдельно по полушариям. Мы построили простые двух- и трехимпульсные модели бабочек Маундера, задав дополнительно фазовую и амплитудную асимметрии. Таким образом, из всего многообразия активных процессов на Солнце в данной работе мы сосредоточились на воспроизведении пятно-

образования. Импульсы активности воспроизводились как комбинация двумерных гауссовских распределений на диаграмме широта-время (Рис. 1а, в). Центры распределений были разнесены на три года. Фазовое рассогласование выбрано постоянным во времени, равным одному году. Амплитудная асимметрия задавалась посредством разного числа точек в каждом из распределений.

Модельные параметры для первого простого двухимпульсного сценария (Рис. 1а) были выбраны таким образом, чтобы воспроизвести средний по длине цикл, порядка 11 лет, с симметричными по длительности фазами роста и спада цикла, с двумя пиками активности в максимуме цикла и провалом Гневывшева между ними (Рис. 1б). Задавая разные параметры комбинации распределений можно получить вторичные максимумы в каждом из полушарий отдельно. Такая картина часто наблюдается в реальных индексах пятнообразования [6]. Дополнительно задавая переменную асимметрию между полушариями можно получить одновершинную, двухвершинную или многовершинную кривую суммарной активности по всему видимому диску Солнца. Таким образом, провал Гневывшева может быть проинтерпретирован как результат импульсного характера в распределении активных процессов в каждом из солнечных полушарий.

Чтобы воспроизвести длинный цикл активности, мы усложнили сценарий, добавив третий, более слабый импульс в каждом из полушарий. Мощность третьего импульса задана в два и два с половиной раза слабее, чем мощность второго и первого импульсов соответственно. Параметры распределений выбраны таким образом, чтобы длина цикла составляла 13–14 лет, максимум цикла одновершинный, фазы роста и спада асимметричны – фаза спада длинная и монотонная. Подчеркнем, что уже даже для столь простого трехимпульсного сценария распределения пятен сложно отделить импульсы друг от друга (Рис. 1в, г). Графики показывают плавное смещение зоны пятнообразования с высоких широт к экватору (закон Шперера).

Импульсы в длинных циклах активности

Итак, сложная форма солнечных циклов, число максимумов, наличие или отсутствие провала Гневывшева, соотношение длин ветвей роста и спада могут быть объяснены суперпозицией импульсов активности. Вычленив «всплески» активности по реальным широтно-временным диаграммам пятнообразования сложно вследствие переналожения импульсов в течение солнечного цикла.

На рисунке 2 представлена сглаженная плотность распределения пятен для длинного 20-го цикла. Изолинии показывают равную плотность точек. Сглаживание проводилось на плоскости с соотношением широта/время – 2000/20 и 7000/70. В обоих случаях в интервале времени между 1970-м и 1972-м годами в северном полушарии имел место импульс актив-

ности. Причем пятна стали появляться на более высоких широтах по сравнению с предыдущим импульсом между 1969-м и 1970-м годами.

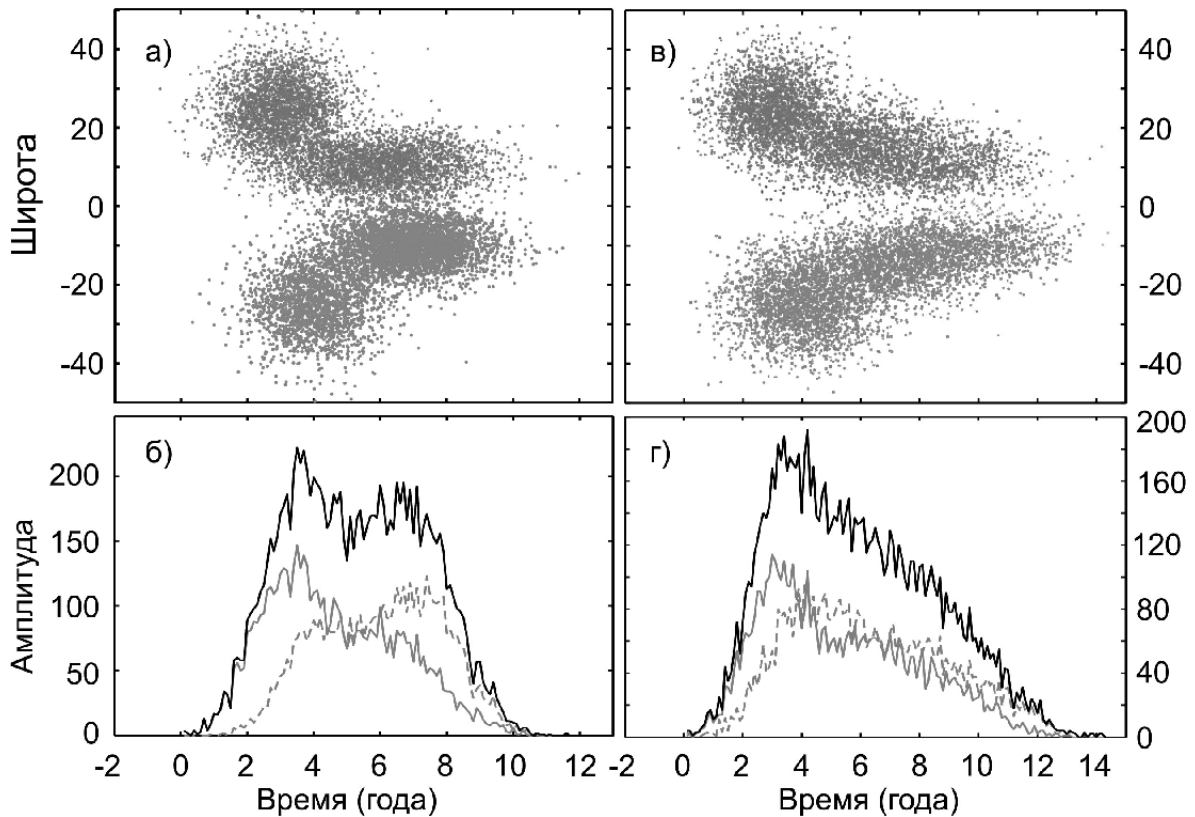


Рис. 1. а) двухимпульсный сценарий широтно-временной диаграммы пятнообразования в каждом из полушарий. б) аналог временного хода индексов пятнообразования для данной модели. Сплошная и пунктирная серые кривые – северное и южное полушария соответственно. Черная кривая – их сумма. в) и г) то же для трехимпульсного сценария.

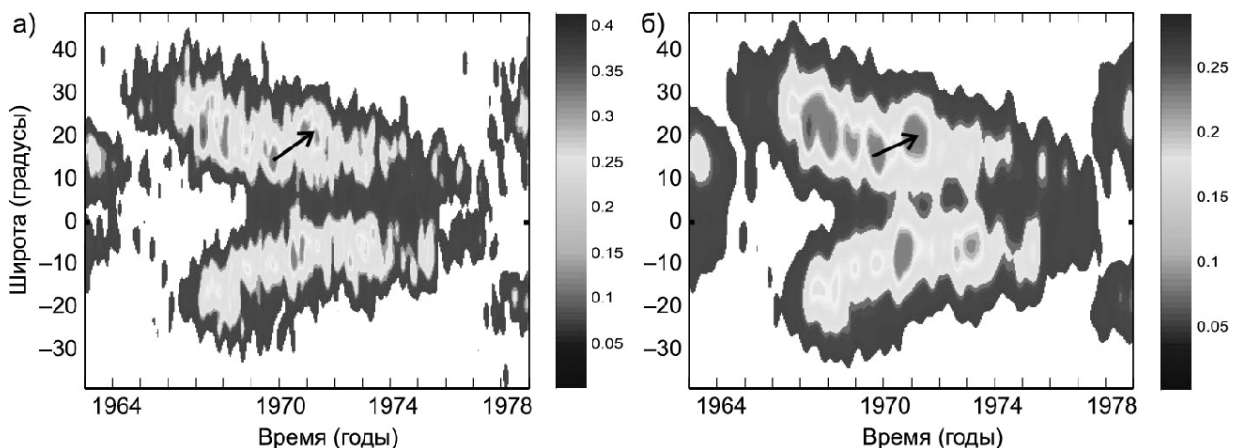


Рис. 2. Диаграмма плотности распределения пятен для 20-го цикла активности для различных соотношений широта/время. а) 2000/20, б) 7000/70.

Недавно была высказана идея, что появление пятен на высоких широтах, порядка 20° в северном полушарии после 1793 года в 4-м цикле актив-

ности, свидетельствует о существовании потерянного цикла в преддверии минимума Дальтона [7].

В свете только что представленных результатов, появление пятен на высоких широтах во второй половине длинного 4-го цикла может являться следствием импульса активности, аналогично 20-му циклу. Также заметим, что во второй половине длинного 23-го цикла наблюдался подобный импульс активности, но в южном полушарии.

Выводы

На основе идеи Гневышева об импульсном распределении солнечной активности на поверхности Солнца показано, что форма солнечного цикла, и в частности провал Гневышева, могут быть реконструированы как суперпозиция импульсов отдельно по полушариям. Показано, что появление пятен на широтах порядка 20° в северном полушарии второй половины 4-го цикла, может являться импульсом активности, аналогично длинным 20-му и 23-му циклам.

Литература

1. *Antalová A., Gnevyshev M.N.*, Latitudinal distribution of sunspot areas during the period 1874–1976, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, 11, 63–93, 1983.
2. *Гневышев М.Н.*, Корона и 11-летний цикл солнечной активности, Астрон. Ж., 40, 401–412, 1963.
3. *Gnevyshev M.N.*, On the 11-years cycle of solar activity, Solar Phys., 1, 107–120, 1967.
4. *Gnevyshev M.N.*, Essential features of the 11-year solar cycle, Solar Phys., 51, 175–183, 1977.
5. *Гневышев М.Н., Оль А.И.*, Интенсивность эмиссионных корональных линий, как индекс корпускулярной радиации Солнца, Астрон. Ж., 42, 992–995, 1965.
6. *Norton A.A., Gallagher J.C.*, Solar-cycle characteristics examined in separate hemispheres: phase, Gnevyshev gap, and length of minimum, Solar Phys., 261, 193–207, 2010.
7. *Usoskin I.G., Mursula K., Arlt R., Kovaltsov G.A.*, A solar cycle lost in 1793–1800: early sunspot observations resolve the old mystery, Astrophys J., 700, L154–L157, 2009.
8. *Вальдмайер М.*, Результаты и проблемы исследования Солнца, М.: ИЛ, 1950, 240 с.
9. *Гневышев М.Н.*, Об 11-летнем цикле солнечной активности, Успехи физических наук, 90, 291–301, 1966.

О ШИРОТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

Иванов В.Г., Милецкий Е.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

ON LATITUDE DISTRIBUTION OF SUNSPOT ACTIVITY

Ivanov V.G., Miletsky E.V.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

We investigate the form of the latitude distribution of sunspots and its dependence upon the level of solar activity. We show that the latitude distribution of sunspots in a given year can be approximately described by the normal law with dispersion that depends on the level of activity linearly. Therefore, growth of the activity is followed by increasing of the sunspot generation zone width, in agreement with result that we obtained earlier. There are also minor systematic deviations of the sunspot distribution from normal one. In accordance with the obtained regularity with increasing activity the maximal latitude density of sunspots is to grow lower than the sunspot number G , which agrees with observational data. The obtained regularities can be used for construction of a realistic model of solar cyclicity.

Для понимания природы 11-летнего цикла солнечной активности важным является вопрос выявления связей между уровнем пятенной активности на Солнце и характером широтного распределения групп пятен. В настоящее время обнаружено несколько закономерностей, описывающих такие связи. Наиболее известная из них – закон Шпёрера, определяющий связь между фазой цикла и средней широтой солнечных пятен. Существуют и другие закономерности, краткий обзор которых был сделан в нашей работе [1]. В частности, в этой и последующей [2] работах нами было установлено существование тесной связи широтного размера зоны пятнообразования с текущим уровнем пятенной активности.

В указанных работах мы показали, что с ростом активности увеличивается и размер зоны пятнообразования по широте. Однако открытым остался вопрос о виде широтного распределения пятен и его зависимости от уровня активности. Этот вопрос исследуется в данной статье.

Материалом для исследований послужил гринвичский каталог групп солнечных пятен и его расширение NOAA/USAF за 1874–2006 годы [3]. Так как пятна разных циклов следует рассматривать отдельно, а вблизи минимумов они могут сосуществовать, то для каждого года и полушария мы определили граничную широту, отделяющую высокие пятна нового цикла ("верхнего крыла") от низких пятен старого ("нижнего крыла").

Будем характеризовать активность в данной области широт с помощью усреднённого за год ежедневного числа групп пятен G в этой области.

В соответствии с описанным выше делением на крылья, для данного года мы имеем от двух (если в обоих полушариях году соответствует только одно крыло) до четырёх значений "парциального" индекса (рис. 1), сумма которых равна полному индексу G .

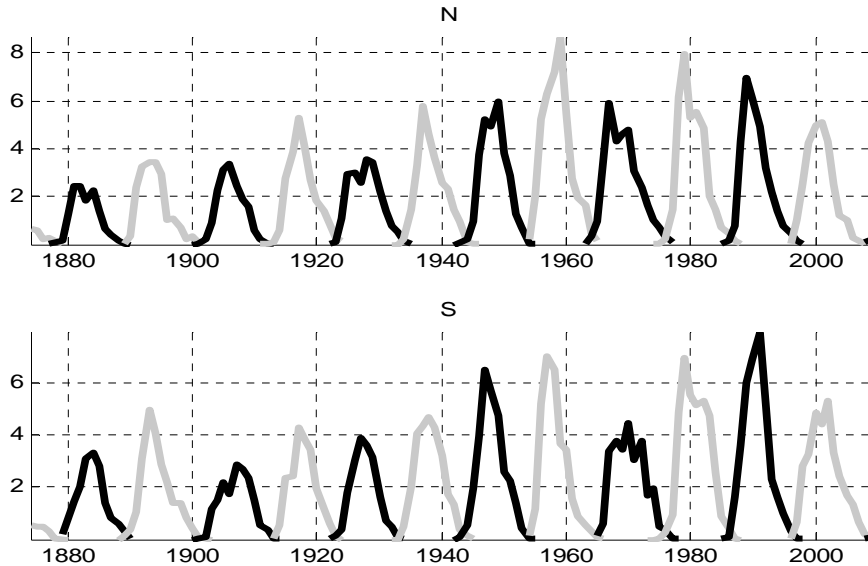


Рис. 1.

Каждому крылу в данный год можно сопоставить также среднюю географическую широту φ_0 и плотность широтного распределения групп пятен в нём $\rho(\varphi)$. Таким образом, число групп пятен N в некотором диапазоне широт $[\varphi_1, \varphi_2]$ данного крыла равна

$$N = G \cdot \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \rho(\varphi - \varphi_0) d\varphi$$

где G — парциальный индекс числа пятен, а нормированная на единицу функция $\rho(\varphi)$ описывает относительную плотность распределения в данном крыле вокруг средней широты φ_0 .

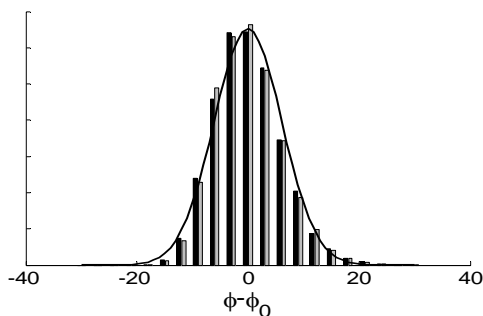


Рис. 2.

Таблица 1.

	φ_0	σ^2	γ_1	γ_2
N	15.0	37.9	0.21	-1.65
S	14.8	37.1	0.23	-1.67

Для каждого из полученных распределений мы вычисляем дисперсию $\sigma^2 = \langle (\varphi - \varphi_0)^2 \rangle$, а также два следующих момента: асимметрию $\gamma_1 = \langle (\varphi - \varphi_0)^3 \rangle / \sigma^3$ и эксцесс $\gamma_2 = \langle (\varphi - \varphi_0)^4 \rangle / \sigma^4 - 3$. Усреднив плотности распределения, соответствующие данному полушарию, по всему ряду, мы получаем

(рис. 2) средние относительные распределения для северного (черные столбики) и южного (серые) полушарий. Параметры этих распределений приведены в Табл. 1. Заметим, что в разных полушариях они имеют очень похожую форму, близкую к нормальной.

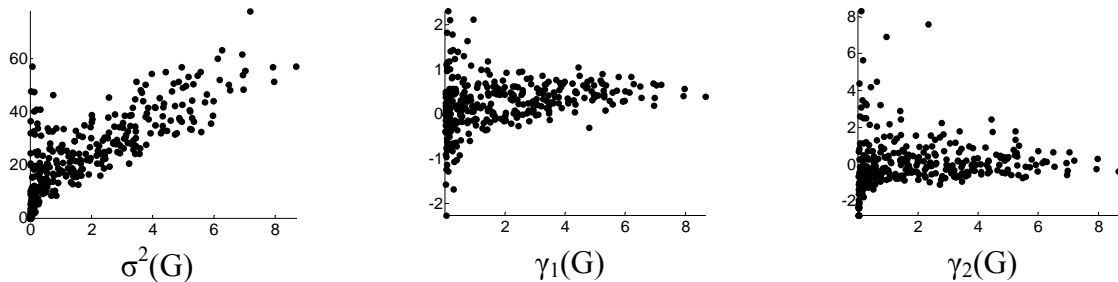


Рис. 3.

Для каждого из годовых распределений мы также вычисляем указанные статистические моменты. Их зависимость от индекса G приведена на рис. 3. Видно, что сильнее всего зависимость от G проявляется у дисперсии распределения σ^2 (коэффициент корреляции $r = 0.81$), что соответствует ранее сделанным нами выводам, зависимость же высших моментов от уровня активности менее выражена.

Представим полученные зависимости в иной форме. Разобьём все полученные широтные распределения на группы, соответствующие диапазонам активности G от n до $n + 1$, $n = 0, \dots, 7$ и вычислим статистические моменты усреднённые распределения пятен для каждого диапазона G (см. рис. 4, где вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные разбросы соответствующих значений в данном диапазоне).

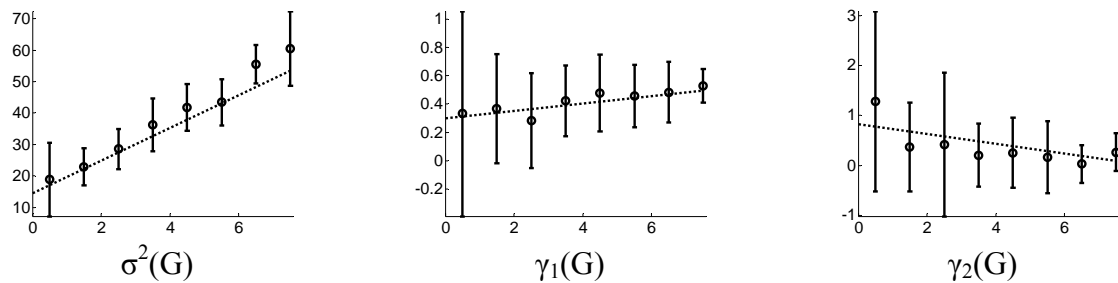


Рис. 4.

Зависимость дисперсии от G хорошо описывается линейным соотношением

$$\sigma^2(G) = 6.0 G + 14.5$$

Меры отклонения широтного распределения от нормального (γ_1 и γ_2) носят менее регулярный характер. Тем не менее, видна тенденция к росту коэффициента асимметрии γ_1 (что соответствует большей длине крыла распределения, соответствующего высоким широтам) и уменьшению эксцесса γ_2 (что соответствует повышению концентрации пятен вблизи центра распределения) с увеличением активности. Соответствующие линейные регрессионные соотношения имеют вид:

$$\gamma_1(G) = 0.03 G + 0.30$$

и $\gamma_2(G) = -0.11 G + 0.83$.

Рост асимметрии является следствием расширения зоны пятнообразования и её ограниченности экватором со стороны низких широт.

Таким образом, в первом приближении можно считать, что широтные распределения описываются нормальным законом с плотностью

$$\rho(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(G)}} e^{-\frac{(\varphi-\varphi_0)^2}{2\sigma^2(G)}},$$

где

$$\sigma^2(G) = 6.0 G + 14.5.$$

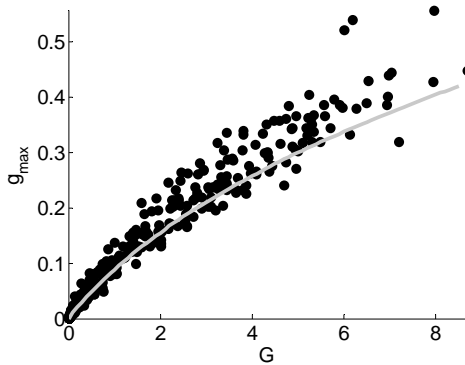


Рис. 5.

Очевидным следствием найденного закона распределения является то, что зависимость максимального среднего годового удельного количества пятен, приходящегося на единицу широты (максимальной плотности g_{\max}), от уровня активности G приближённо описывается следующей формулой (см. кривую на рис. 5, где точками также изображены наблюдаемые g_{\max}):

$$g_{\max} \approx \frac{G}{\sqrt{2\pi(6G + 14.5)}}.$$

Итак, годовое распределение групп пятен по широте в первом приближении описывается нормальным законом с дисперсией, которая линейным образом зависит от уровня активности G , что согласуется с результатами работ [1, 2]. Имеются небольшие систематические отклонения широтного распределения пятен от нормального: при малой активности распределение несколько шире, чем нормальное, а с её ростом увеличивается асимметрия распределения. В соответствии с полученной зависимостью, с увеличением пятенной активности максимальная широтная плотность числа пятен должна расти медленнее, чем индекс числа пятен G , что находится в согласии с данными наблюдений.

Полученные выше закономерности могут быть использованы в качестве связей, накладываемых на реалистические модели солнечной цикличности.

Работа поддержана грантами РФФИ № 10-02-00391 и НШ-3645.2010.2.

Литература

1. *Е.В. Милецкий, В.Г. Иванов* // АЖ, 2009, 86, 922 (2009).
2. *V.G. Ivanov and E.V. Miletsky* // Solar Physics (2010), in press.
3. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>

РОЛЬ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В ГЕНЕРАЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

Иванов Е.В.

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

THE ROLE OF THE LARGE-SCALE SOLAR MAGNETIC FIELD IN GENERATION OF CORONAL MASS EJECTIONS

Ivanov E.V.

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

Data from the catalogue of halo CME by Gopalswami for the period 1996–2006 have been used to analyze the relationship between the coronal mass ejections (CME) and the structure of large-scale solar magnetic field at three levels in the solar atmosphere: in the photosphere (1 solar radius R), at the distance of 1.5 R , and at the source surface (2.5 R). We have also studied the dependence of the CME mean velocity (for 3 and 6 months) on the index of the effective solar multipole n of the l solar magnetic field characterizing the structure of the large-scale solar field for cycle 23 (1996–2009). A significant correlation has been revealed between this velocity and the index of the effective solar multipole, which determines the typical size of cells in the structure of the large-scale solar magnetic field.

В настоящее время обсуждаются два сценария возникновения КВМ [1, 2]. Один из них предполагает, что выброс исходит из локального источника на фотосфере (вспышки или эруптивного волокна), и возникающее возмущение, расширяясь, охватывает по мере подъема все большее пространство, в результате чего и наблюдается крупномасштабное событие. Второй сценарий предполагает предшествующее КВМ образование некоторой пространственной структуры из корональных арок, соединяющих между собой активные области, образующие комплекс активности. В этой структуре накапливается энергия, которая затем под действием дестабилизирующего воздействия возникающей на уровне фотосферы вспышки выделяется, приводя к выбросу КВМ. На последнее указывают как прямые исследования изменения структуры корональных арок в процессе образования КВМ, так и проявления этих изменений на поверхности Солнца, наблюдаемых в виде диммингов. За место выброса КВМ в первом приближении можно взять пересечение магнитной силовой линии, проходящей через вспышку, с нейтральной линией магнитного поля на уровне 1.3 R Солнца, соответствующего вершинам корональных арок. Как показано в работах [3–8], во многих случаях координаты вспышки и координаты этого геометрического места выброса не совпадают и могут даже достаточно

далеко отстоять друг от друга. В некоторых работах приводятся доводы в пользу того, что первый сценарий применим к узким и относительно не очень интенсивным КВМ, а второй сценарий - к широким КВМ и особенно к КВМ типа гало.

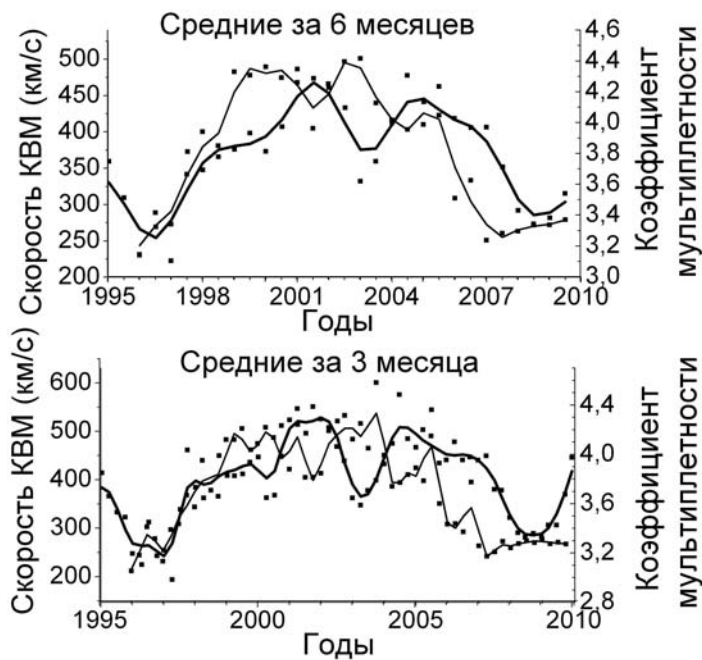


Рис. 1.

Размеры арочной структуры, предшествующей выбросу КВМ, определяются размерами комплекса активности, которые в свою очередь зависят от характерных размеров ячеистой структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца (КМПС). На Рис. 1 показана связь усредненной за 6 и 3 месяцев скорости (а, следовательно, и энергии) КВМ с величиной усредненного за 6 и 3 месяцев значения коэффициента эффективного мультиполя n в период с 1996 по 2009 гг.

Индекс эффективного солнечного мультиполя $n = -0.5 \lg(I_{ss}/I_{ph})/\lg(2.5)$ определяется как логарифмическое отношение индекса энергии глобального магнитного поля Солнца на поверхности источника I_{ss} к величине этого индекса на поверхности фотосферы I_{ph} . Более подробное его определение можно найти в работах [9, 10]. Этот индекс определяет вклад различных компонент солнечного магнитного поля (мультиполей) и пропорционален характерным размерам ячеек крупномасштабного магнитного поля Солнца. Относительная комбинация источников, представляющих глобальное магнитное поле (системы открытых магнитных полей, определяемых дипольной и квадрупольной компонентами) и системы замкнутых магнитных полей, определяемых мультиполями более высокого порядка, в зависимости от фазы цикла, дает значения n , изменяющиеся от 3 до 5. Значения скорости КВМ взяты по данным о КВМ из списка LASCO [11]. Как видно из рисунка, средняя скорость КВМ изменяется обратно пропорционально величине коэффициента эффективного мультиполя, что свидетельствует о том, что с увеличением характерного размера ячейки КМПС (уменьшением n) скорость, а следовательно и энергия КВМ, растет. Это является косвенным свидетельством гипотезы о том, что значительная часть энергии КВМ накапливается в предшествующей ему структуре корональных арок, определяемой соответствующей топологией КМПС.

В период с 1996 по 2006 гг. по данным каталога КВМ типа гало Гопалсвами [12] исследована связь параметров КВМ со структурой крупно-

масштабного магнитного поля Солнца на 3-х уровнях солнечной атмосферы: в фотосфере ($1 R$ Солнца), на расстоянии $1.3 R$ радиуса Солнца и на поверхности источника ($2.5 R$ Солнца). На Рис. 2 показан пример такой топологии для 5.9.2005 г. на всех 3-х уровнях солнечной атмосферы. Непрерывной жирной линией обозначены нейтральные линии магнитного поля на всех 3-х уровнях, черными кружками – места возникновения

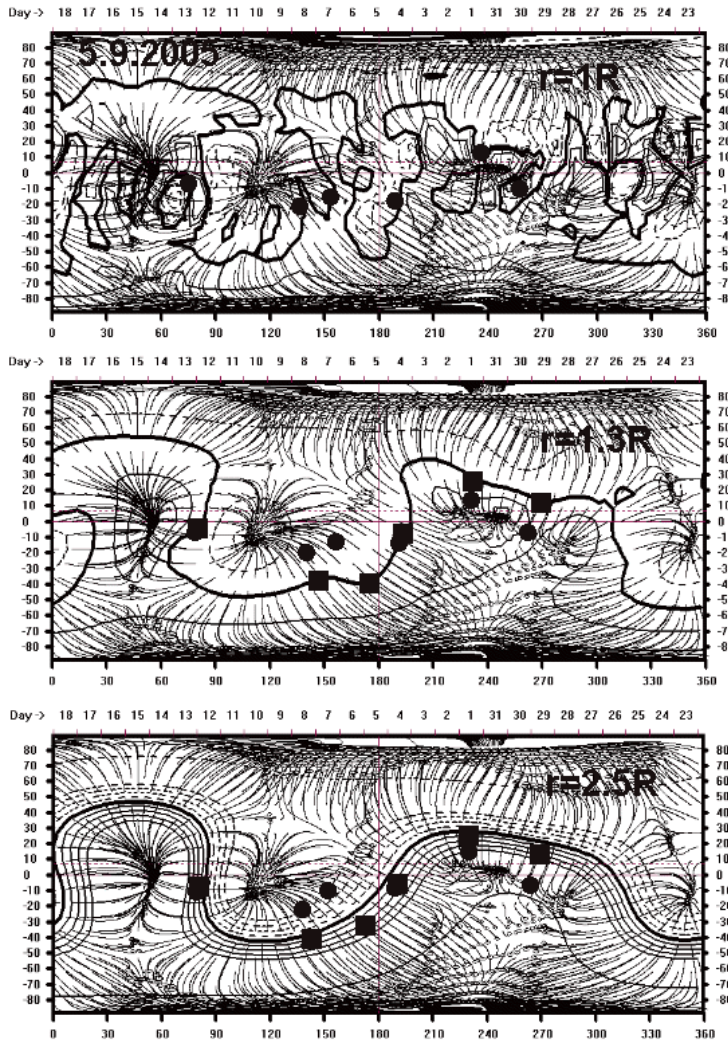


Рис. 2.

солнечных вспышек на фотосфере, квадратиками – места предполагаемых мест возникновения КВМ (осей КВМ) на уровне $1.3R$ и поверхности источника ($2.5 R$). В предположении о совпадении координат места возникновения КВМ на уровне $\sim 1.3 R$ Солнца и поверхности источника ($2.5 R$) (радиальном распространении КВМ) рассмотрена степень концентрации КВМ к нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника (основанию пояса корональных стримеров) (Рис. 3). Как видно из приводимой на Рис. 3 гистограммы, из общего числа КВМ типа гало (246 событий), наблюдавшихся на диске, 175 событий (или 60%

общего числа наблюдавшихся КВМ типа гало) отстоят от нейтральной линии на поверхности источника не более чем на 12 градусов. Интересно, что хотя нейтральные линии на поверхности источника ($2.5 R$) и на уровне $1.3 R$ Солнца различаются по своей структуре, в тех местах, где, как предполагается, происходит выброс КВМ, они практически совпадают или очень близки по координатам, что говорит о том, что значительная часть гелиосферного токового слоя формируется уже на уровне $\sim 1.3 R$ Солнца, т.е. арочные структуры в том месте, где происходит выброс КВМ, как бы формируют нейтральную линию на поверхности источника и т.о. продолжают далее в виде пояса корональных стримеров.

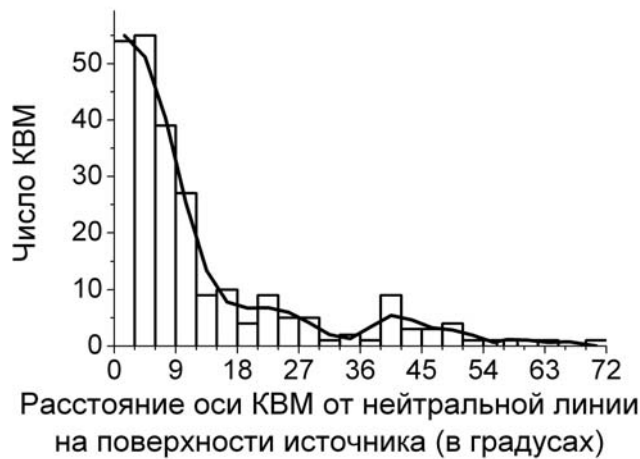


Рис. 3.

Исследование зависимости скорости и ускорения или замедления КВМ при их распространении от Солнца от расстояния оси КВМ от нейтральной линии магнитного поля Солнца на поверхности источника не выявило каких либо заметных изменений их средних величин, хотя их максимальные значения при удалении оси КВМ от нейтральной линии магнитного поля Солнца на поверхности источника заметно уменьшаются.

Полученные результаты подтверждают аналогичные выводы работ [1, 2, 7, 13] о том, что КВМ в действительности не являются локальными явлениями и накопление энергии, выброс и их угловые размеры определяются крупномасштабными корональными структурами.

В заключение хотелось бы выразить благодарность коллективу LASCO и лично Гопалсвами за возможность использования их данных о КВМ из списка LASCO и каталога КВМ типа гало Гопалсвами.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-00070.

Литература

1. Zhang, Y., Wang, J., Attrill, G.D.R., Harra, L.K., Yang, Z., and He, X., Solar Phys., 2007, 241, p. 329–349.
2. Wang, J.-X., Zhang, Y.-Z., Zhou, G.-P., Harra, L., Williams, D., and Jiang, Y.-C., Solar Phys., 2007, 244, p. 75–94.
3. Harrison, R.A., A&A, 1986, 162, p. 283.
4. Harrison, R.A., in Solar Eruptions and Energetic Particles, ed. N. Gopalswamy, 1986.
5. Harrison, R.A., Adv.SpaceRes., 1991, 11, p. 25
6. Harrison, R.A., A&A, 1995, 304, p. 585.
7. S. Yashiro, G. Michalek, S. Akiyama, N. Gopalswamy, and R.A. Howard, Astrophys. J., 2008 February, 673, 1174 Y1180.
8. Moore, R., Sterling, A.C., and Suess, S.T., Astrophys. J., 2007, 668, p. 1221–1231.
9. Е.В. Иванов, В.Н. Обридко, и Б.Д. Шельтинг, Астрономический журнал, 1997, 74, N 2, с 273-277.
10. Ivanov E.V., V.N. Obridko, Solar Phys., 2001, 198, p. 179–196.
11. http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list
12. http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html
13. L. van Driel-Gesztelyi, G.D.R. Attrill, P. D'emoulin, C.H. Mandrini, and L.K. Harra, Why are CMEs large-scale coronal events: nature or nurture?, Manuscript prepared for J. Name with version 1.3 of the LATEX class copernicus.cls., 15 February 2008

ОСОБЕННОСТИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА В 19–23 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

PROPERTIES OF SOLAR DIFFERENTIAL ROTATIONS IN ACTIVITY CYCLES 19–23

Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

The solar differential rotation is studied on the base of synoptic charts of the magnetic field in 1960–2008, of the green corona lines Fe XIV 5303Å (1954–2003) and of the He I line 10830Å (1975–2003). Different methods of data analysis are applied.

It is shown that, as a first approximation, pictures of the solar rotation on the large scale in all three indices have a lot of similar features. There is a considerable difference of the differential rotation in different cycles: on Phase I, which includes the time of increase and maximum of a cycle, the differentiability is distinctly higher than on Phase II, which corresponds to the time of cycle decrease. In particular, the large speed of rotation on Phase II, which is observed at latitudes higher than $\pm 40^\circ$, are related to this fact. General patterns of the rotation in even and odd cycles are different. On smaller scales there is a considerable difference between the rotation speed in the He I line and in other two indices.

Ранее нами было показано [1], что на фазе II, охватывающей время спада и минимума 11-летних циклов, дифференциальное вращение магнитного поля (м.п.) Солнца явно более жёсткое, чем на фазе I — времени подъёма и максимума цикла. Эта же зависимость соблюдается и в линии He I 10830Å [2], характеризующей корональные дыры, а также в линии зелёной короны 5303Å [3, 4]. Минимальная скорость вращения м.п. наблюдается на гелиоширотах 50° – 60° . Обнаружено также, что величина дифференциального вращения зависит от мощности цикла [1, 3, 5].

Представляет интерес рассмотреть подробнее эти и другие закономерности во вращении Солнца. Для этой цели по синоптическим картам напряжённости м.п. по наблюдениям Китт-Пик и Стенфорда и более ранним наблюдениям обсерватории Маунт-Вилсон, а также линии He I и зелёной короны мы вычислили спектры мощности Фурье в разных широтных интервалах для мод вращения с периодами от 25 до 33 суток. Выделяя максимальный пик (или несколько максимальных пиков) в этом спектре и строя по ним диаграммы скорости вращения (ДСВ), можно исследовать изменения вращения Солнца со временем для каждого из приведённых выше индексов солнечной активности. При этом для выявления крупномасштабных особенностей во вращении временная длина реализации оказалась равной трём годам с шагом в 1 год. На ДСВ м.п. Китт-Пик (рис. 1) для

1975–2003 гг. вертикальными линиями разграничены фазы I и II. Наблюдаются следующие общие свойства:

1. Во всех трёх циклах (21–23) в высоких широтах (выше $\pm 40^\circ$) на фазе I наблюдается существенное понижение скорости вращения относительно фазы II. Скорости в этих областях, также как их площади и формы, изменяются от цикла к циклу. Различаются они и по полушариям. Так, в 21-м цикле в северном полушарии наблюдается большее замедление скорости, чем в южном, а в 22-м, напротив, спад скорости вращения больше в южном, чем в северном полушарии. В 23-м цикле повторяется картина 21-го.

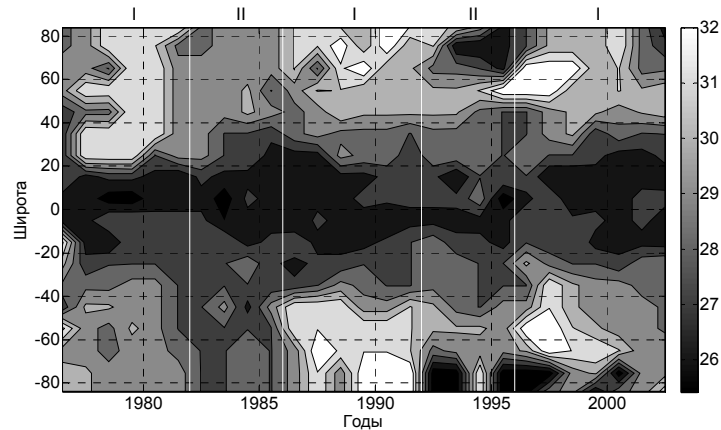


Рис. 1.

2. На широтах ниже $\pm 40^\circ$ скорость вращения повсеместно возрастает, но этот рост происходит несимметрично относительно экватора. Так, в нечётных циклах (№№ 21 и 23) максимум скорости вращения в основном приходится на N-, а в чётном (№ 22) на S-полушарии. Протяжённость этих полос максимальной скорости вращения по широте составляет от 10° до 15° . В промежутках между переходами максимальной скорости в другое полушарие область расширяется до 20° .

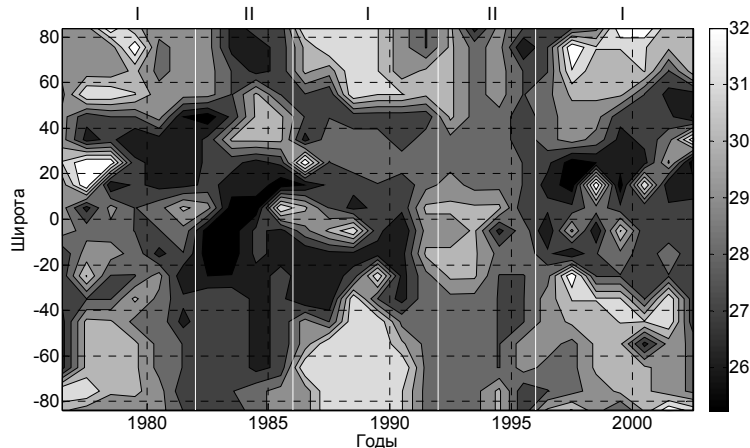


Рис. 2.

Эти же закономерности проявляются на диаграммах скорости вращения, построенных по данным измерений м.п. в Стэнфорде, а также на более ранних 19-м и 20-м циклах в м.п. и в линии зелёной короны.

Несколько иная картина хода изменения вращения наблюдается на диаграмме в линии He I 10830Å (рис. 2). Основные особенности, отмеченные выше, и, прежде всего, падение скорости вращения на фазе I в высоких широтах, остаются. Однако появляются заметные дополнительные детали. В 21 и 23 циклах наблюдаются по две наклонные полосы максимальных скоростей вращения. Так в 21-м цикле в N-полушарии с 1977 г. от гелиоширот 10°–25° начинает подниматься в направлении полюса широкая наклонная полоса максимальной скорости, которая достигает полярных широт в 1982–83 гг., с тем, чтобы затем, вплоть до 1986–87 гг., опуститься в более низкие широты до пересечения с продолжением второй полосы. Первую полосу за время одного цикла можно проследить с перерывами от полюса до полюса. В 22-м цикле эти полосы отсутствуют, но наблюдаются полосы, опускающиеся к экватору. Такое чёткое различие между чётными и нечётными циклами говорит о существовании 22-летнего цикла и в скорости вращения Солнца.

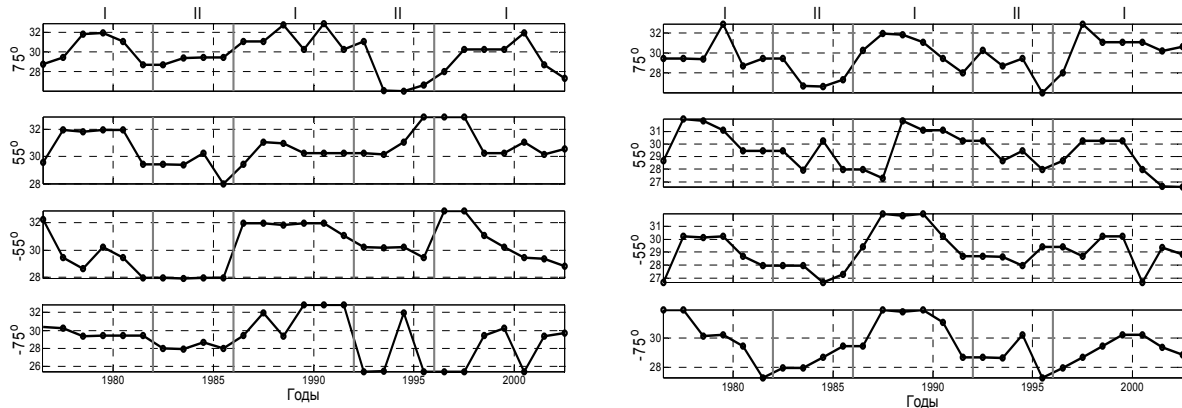


Рис. 3.

Другой особенностью, наблюдаемой на рис. 2, является наличие в низких широтах "островов" медленного вращения. Разности времён между основными "островами" совпадают с длиной 11-летнего цикла.

Для получения количественной оценки скоростей вращения Солнца на гелиоширотах выше $\pm 40^\circ$ на рис. 3 приводятся разрезы ДСВ для м.п. и He I по данным Китт-Пик (рис. 1, 2) для широт $\pm 55^\circ$ и $\pm 75^\circ$. На рисунках видна следующая особенность: – почти во всех случаях на высоких широтах на фазе I имеется повышение периодов вращения от 29 вплоть до 32 суток, в то время как на фазе II период вращения редко превышает 29.5 суток.

Такое явное понижение скорости вращения на фазе I относительно фазы II может быть, прежде всего, связано с особенностями меридиональных движений м.п. Как было показано в работе [6], на фазе I, где наблюдается квадрупольная структура м.п., прослеживается долготная (секторная) неоднородность в распределении полярностей. Начиная с широт $\pm 45^\circ$, при

переходе к более высоким широтам со временем усиливается м.п. ведомой полярности, а области ведущей полярности "тают", уменьшаясь в размере и величине напряженности м.п. На фазе I происходит движение нейтральной линии м.п. к полюсам.

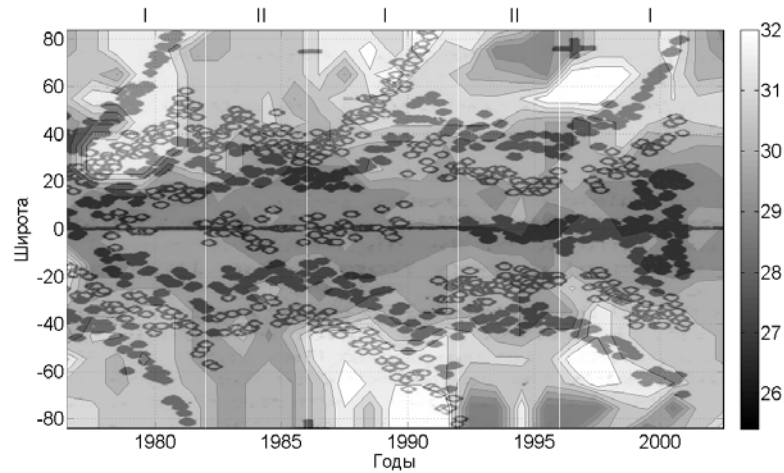


Рис. 4.

Это хорошо видно на рис. 4, где на ДСВ м.п. (рис. 1) нанесена карта хода нейтральной линии N_a [7]. В течение фазы II нейтральные линии находятся в состоянии относительного покоя и лежат на широтах не выше $\pm 40^\circ - 45^\circ$, тогда как на фазе I они начинают продвигаться к высоким широтам.

Таким образом, метод ДВС позволяет детальнее рассмотреть особенности скорости вращения м. п. Солнца как внутри цикла, так и от одного цикла к другому. С его помощью мы, в частности, показали, что в исследуемых циклах более сильное падение скорости вращения наблюдается в нечётных циклах в N- , а в чётных в S- полушариях. На низких широтах максимальная скорость вращения в нечётных циклах смещена к северу относительно экватора, а чётных — к югу, т.е. 22-летний цикл солнечной активности чётко проявляется в скорости вращения м. п. Солнца.

Литература

1. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. ГАО РАН, Пулково, 2008, с.145.
2. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. ГАО РАН, Пулково, 2009, с.205.
3. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца. ГАО РАН, Пулково, 2007, с.185.
4. *Бадалян О.Г.* Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца. ГАО РАН, Пулково, 2005, с.251.
5. *Ихсанов Р.Н., Витинский Ю.И.* ДАН, 1980, т.245, №3, с.577.
6. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* Изв. ГАО, №216, СПб, 2002, с.531.
7. *Макаров V.I. et al.* Труды международной конференции, ГАО РАН, Пулково, СПб, 2001, с.267.

**КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ДВИЖЕНИЯ ПЯТЕН
В ГРУППАХ СД 418 И 420 ЗА 1980 ГОД**

Ихсанов Р.Н.¹, Прокудина В.С.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, СПб

²МГУ, ГАИШ, Москва

**COMPLEX INVESTIGATION OF FLARING ACTIVITY AND SUN-
SPOTS MOVEMENT IN THE GROUPS SD418 AND 420 IN 1980**

Ikhsanov R.N.¹, Prokudina V.S.²,

¹Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, SPb

²Sternberg Astronomical Institute, Moscow University, Moscow

We discuss homological simpatic solar flares and peculiarities of solar activity on the basis of both photoheliograms of sunspot groups SD420 and SD418 and data on the sunspot magnetic field strength and flaring activity. In particular, we show that weak flaring activity in the group SD420 while delta-configurations were arising can be explained by weak interaction between the old and newly emerging magnetic complexes.

Группы солнечных пятен СД 418 + 421 (АО 2640) и СД 420 (АО 2646) за 1980 г. интересны тем, что были расположены примерно на одной долготе, почти симметрично относительно экватора (соответственно на широте -7 градусов, долготе 297 и +11, 298). Обе группы сложные, в обеих наблюдались дельта-конфигурации. Несмотря на то, что площади групп достигали 1000 м.д.п., в группе СД 420 не наблюдалось вспышек выше балла 1В, что отмечалось многими авторами [1, 2]. Обе группы, особенно СД 420, дали хорошую возможность исследовать свойства вновь поднимающихся магнитных потоков, которые можно представить как биполярные магнитные комплексы (МК), образующими систему магнитных жгутов различной мощности [3].

На рис. 1 представлены эскизы групп пятен (слева – СД 420, справа – 418 + 421) по гелиограммам, полученным на ГАС. Обратимся сначала к эволюции СД 420 как более простой, но позволяющей установить ряд важных закономерностей на основе взаимодействия больших МК. Первый небольшой магнитный комплекс К1 возник ещё за восточным лимбом с ведущим пятном №1 и хвостовым № 2: К (1–2). 29-го августа появилась мощная группа пятен комплекса К2 (11–12). При этом ведущее пятно северной полярности сразу вошло в соприкосновение с хвостовым пятном К1 и образовало дельта-конфигурацию. 1-го сентября оно оторвалось от хвостового пятна К1 и 3-го догнало ведущее пятно К1, образовав с ним единую полутень. 4-го сентября произошло всплытие нового небольшого комплекса К3 (21-23, 24). Ведущее пятно (с хвостовым пятном К1) образо-

вало новую дельта-конфигурацию, давшую 5 сентября вспышку балла IV. Группа пятен СД 418 вышла из-за восточного края 27-го сентября сильно развитой. Можно предположить, что уже 30-го августа возникло большое число магнитных комплексов, среди которых выделяются два наибольших К`1 (2–7) и К`2 (11–12).

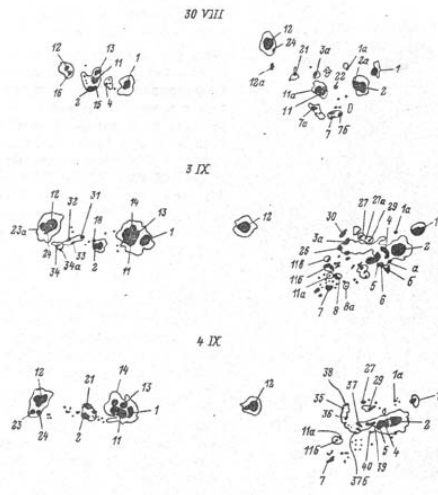


Рис. 1.

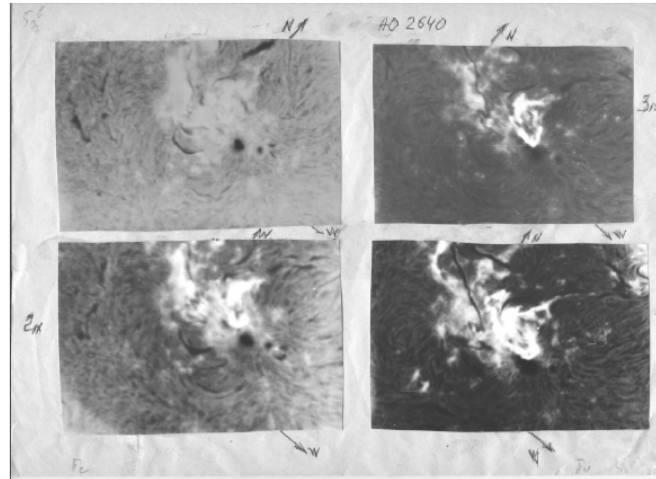


Рис. 2.

Быстрые и многочисленные изменения, произошедшие в СД 418, осложнили слежение за положением ведущего пятна комплекса К`2. Поэтому можно предположить, что 3 сентября ведущее пятно комплекса К`2 скорее всего продвинулось и стало наблюдаться под № 5. 4 сентября, согласно СД, внутри группы возник ещё один значительный магнитный комплекс К`4 и 5 сентября произошла вспышка балла 2В, после чего с 6-го сентября группа стала быстро упрощаться.

Зарисовки области группы СД 418 с Н-альфа фильтрограмм, полученных с 1 по 5 сентября на высокогорной станции ГАИШ, показывают, что в этой сложной группе со 2 по 4 сентября выявляется хорошее подобие контуров вспышечной эмиссии. Подобную повторяемость формы вспышек в Н-альфа принято называть гомологической. Как было показано ранее [4], Н-альфа свечение во вспышках наблюдается в тех местах, где магнитное поле (м.п.), в том числе и слабое, имеет существенную вертикальную составляющую. Такое свечение вокруг пятен занимает значительные участки поверхности хромосферы в виде ярких флоккульных площадок. Эти области м.п. изменяются сравнительно медленно, что при повторных вспышках порождает вспышки гомологические. Такой случай представлен на рис. 2. На верхней Н-альфа фильтрограмме (слева) в группе СД 418 показан момент, когда в районе появления вспышек наблюдались только яркие флоккулы. Следующие кадры за 2, 3, и 4 сентября, соответственно, демонстрируют в этой области вспышки, форма которых находится в хорошем согласии с флоккульным полем.

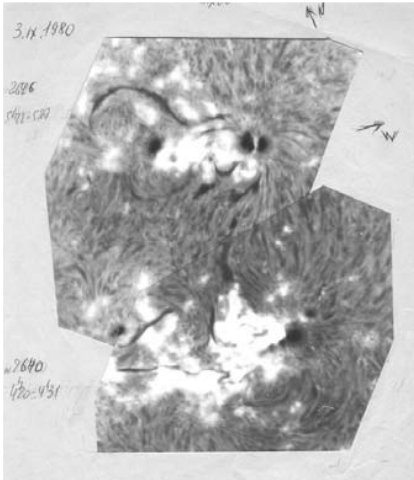


Рис. 3.

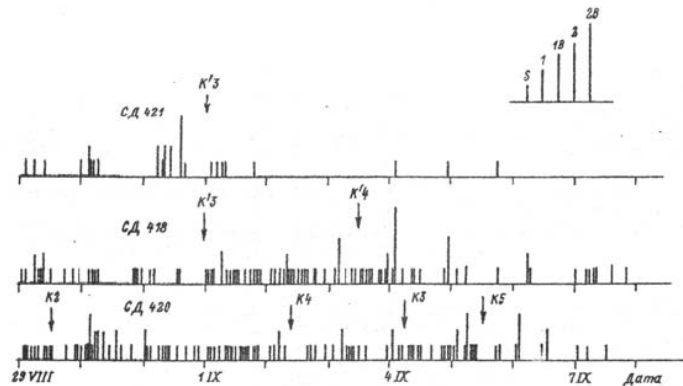


Рис. 4.

На скомбинированном рис. 3 представлены наблюдавшиеся 3 сентября две последовательные вспышки, возникшие сначала в южной группе СД 418, а затем, через 20 минут, – в северной СД 420, которую можно назвать симпатической. Появлению второй вспышки предшествовало уярчение, быстро распространявшееся от одной активности к другой вдоль связывающего их волокна [5].

Однако для того, чтобы произошла симпатическая вспышка, в обеих группах необходима одновременная готовность конфигурации м.п. для того, чтобы сработал триггерный механизм.

На рис.4 представлен ход вспышечной активности в обеих группах пятен. Перед каждой новой вспышкой балла 1В и выше наблюдается всплытие нового биполярного магнитного комплекса. Вспышка балла 1В в СД 418 3 сентября действительно могла вызвать симпатическую вспышку балла 1 в СД 420 вследствие выхода нового магнитного комплекса К4, создавшего вспышечную магнитную конфигурацию, которая возникла благодаря взаимодействию нового МК с ранее существующими [3, 6].

Для понимания свойств взаимодействующих МК, как и их вспышечной активности, наиболее информативными оказались измеренные собственные движения пятен. Как следует из рис.5, где приведены собственные движения пятен в группе СД 420 согласно нумерации на рис. 1, более мощное ведущее пятно № 11 комплекса К2 при выходе на фотосферу отодвинуло на своём пути малое хвостовое пятно К1 (пятно № 2) к юго-востоку, при этом образовало с ним дельта-конфигурацию, в которой 31-го августа возникла вспышка балла 1В. Вместе с тем, движение хвостового пятна № 2 привело к попятному движению ведущего пятна К1- № 1. Затем пятно № 11 быстро продвинулось до ведущего пятна К1 к западу, что вновь изменило направление движения ведущего и хвостового пятен К1. Тем самым между ведущим и хвостовым пятнами К1 проявилась достаточно жёсткая связь. При этом не произошло слияния ядер К1 и К2, и, находясь в одной полутени, ядра ведущих пятен только деформировались. Это указы-

вает на автономную структуру м.п. последовательно всплывающих магнитных комплексов.

Что касается слабой вспышечной активности в группе СД 420, при возникновении дельта-конфигурации, то это объясняется слабым взаимодействием большого ведущего пятна К2 с малым хвостовым пятном К1. Как было показано в [6], для того, чтобы в магнитной конфигурации произошла сильная вспышка, необходима дополнительная сдерживающая сила в виде ловушки, которая задерживает дальнейшее свободное продвижение вновь выходящего МК. Как видно из рис. 5, малое хвостовое пятно № 2 комплекса К1 такого препятствия для пятна № 11 комплекса К2 не представляло. Контакт между пятнами двух комплексов оказался слабым, на что указывает отсутствие задержки или поворота в движении ведущего пятна К2 за время присутствия дельта-конфигурации.

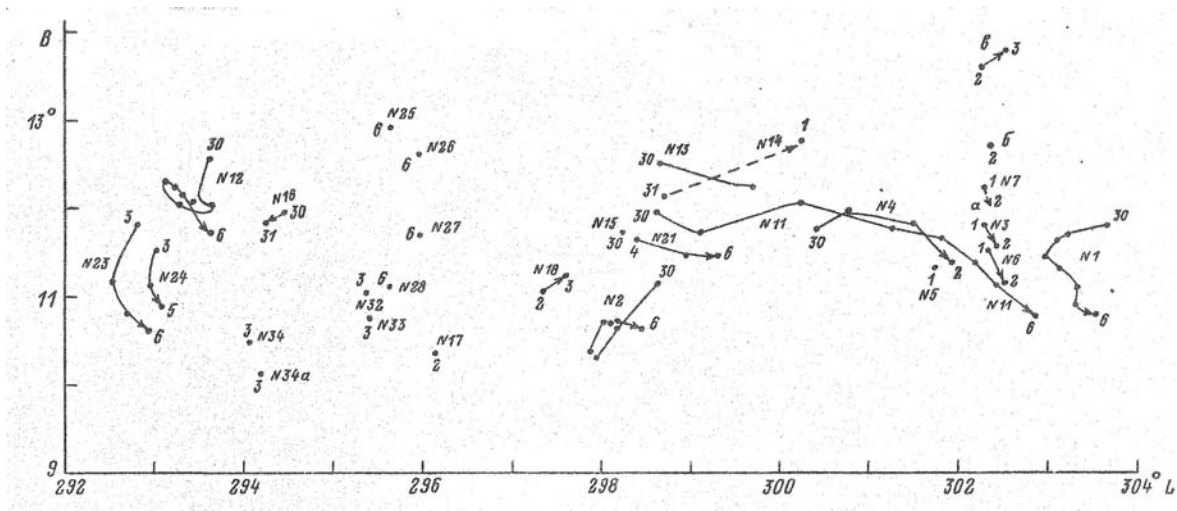


Рис. 5.

Анализ собственных движений пятен в группе СД 418 + 21 показал, что взаимодействие между основными МК было более сильным, и это привело к более мощным вспышкам.

Литература

1. Кюцель Х. В кн: Год солнечного максимума, М. Наука, 1981, т. II, с. 266.
2. Gestelyi L., Kondas L. Publ. Debrecen Heliophys. Observat., 1983, Vol 5, p. 33.
3. Ихсанов Р.Н. Солнечные данные, 1982, № 11, с.88.
4. Ихсанов Р.Н., Марушин Ю.В. Изв. ГАО, 1966, № 211, с.115.
5. Головки А.А., Прокудина В.С. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1985, № 72, с. 128.
6. Ихсанов Р.Н. Изв. ГАО, 1985, № 201, с. 84.

ОСОБЕННОСТИ ШИРОТНОЙ И ДОЛГОТНОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В 11-ЛЕТНИХ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ. II

Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

PECULIARITIES OF LATITUDINAL AND LONGITUDINAL EVOLUTION OF CORONAL HOLES IN THE 11-YEAR SOLAR CYCLES

Ikhsanov R.N., Tavastsherna K.S.,

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

It is shown that during the 11-year cycle of solar activity large coronal holes with polarity of the tale sunspots of a given hemisphere migrate from medium to high helio-latitudes in the form of discrete chains, that is the large-scale magnetic field is transferred from low to high latitudes with the polarity sign of the next 11-year cycle.

На основе каталога [1], составленного по данным наблюдений обсерватории Китт-Пик в линии He 10830 Å за период 1975–2003 гг., продолжено исследование широтно-временного распределения корональных дыр (КД) в 11-летних циклах [2–4]. Основное внимание в данной работе уделено глобальным эволюционным свойствам КД.

Процесс эволюции КД с площадями > 5000 м.д.п., согласно предыдущим нашим исследованиям, можно разделить на четыре широтные зоны (Рис. 1), каждая из которых имеет свои существенные особенности:

зона I: $\pm (0^\circ-10^\circ)$ – экваториальная область, связывающая северное и южное полушария Солнца,

зона II: $\pm (10^\circ-40^\circ)$ – зона пятенной активности,

зона III: $\pm (40^\circ-60^\circ)$ – средняя широтная зона, в особенности от 35° до 55° – переходная зона между зоной II и полярной зоной IV ($60^\circ - 90^\circ$).

В годы минимума 21-го цикла (1975–76 гг.) и в конце цикла (1985–86 гг.) центры КД с площадями > 5000 м.д.п. располагаются в основном в полярной зоне IV, т.е. выше $\pm 60^\circ$. В N-полушарии часть КД положительной полярности (открытые кружки) начинает с 1977 г. опускаться из зоны IV в среднюю широтную зону III. Затем, особенно в 1980 г., после смены полярности в зоне IV, к ним присоединяются КД отрицательной полярности (тёмные треугольники), образуя общую широкую ветвь КД в виде перекрывающихся полос разной полярности, опускающихся к экватору. Та из них, которая выше по широте, имеет знак полярности следующего цикла. Аналогичное наблюдается и в S-полушарии, но с противоположными знаками полярности КД. Достигнув примерно широты 35° , т.е. перейдя в зону II, КД обеих полос, разъединяясь по полярностям, резко направляются к экватору.

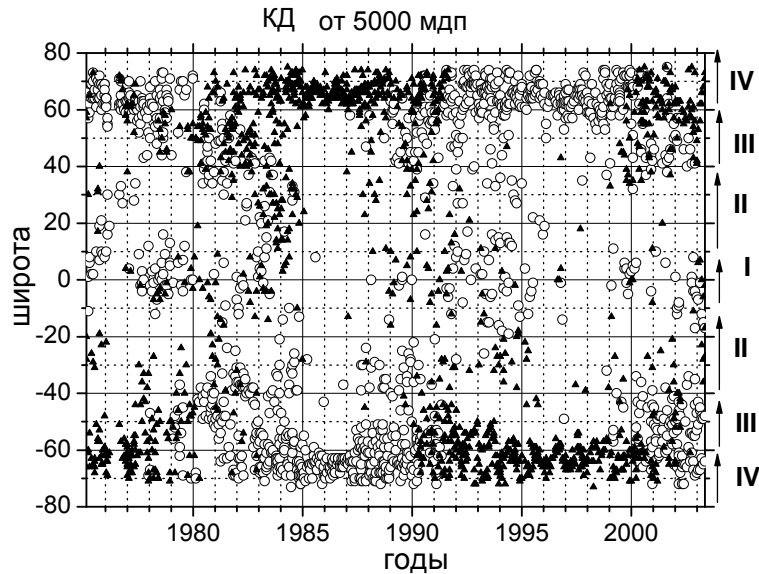


Рис. 1.

Тем самым, на широтах зоны II организуется граница между старым и новым циклами. Центры КД, в основном меньших площадей ($\sim 10\,000$ м.д.п.), опускаются до экватора и, совместно с КД зоны I, окаймляют области сильных магнитных полей зоны II. Подобная картина широтно-временной эволюции КД с некоторыми особенностями наблюдалась как в 22-м, так и в 23-м циклах. Прежде всего, нас интересует широтная зона III, которая наиболее густо заполнена КД обоих знаков полярности. Как было показано в предыдущей нашей статье [3], начиная с гелиоширот $45^\circ - 50^\circ$, в обоих полушариях наблюдаются «выбросы» КД новой полярности магнитного поля (м.п.) в полярную зону IV.

На рис. 2 на карту распределения м.п. в 21-м цикле по данным, взятым из [5], наложены положения центров КД с площадями $> 15\,000$ м.д.п. В N-полушарии в 1978–1983 и 1984 гг. В зоне III наблюдаются, в основном, КД отрицательной полярности м.п., они выстраиваются в наклонные полосы-цепочки. В S-полушарии – та же картина для КД положительной полярности. Наклон полос указывает на их смещение со временем в сторону полярной зоны IV. Первые по времени цепочки берут старт примерно с широты 50° . Начала последующих постепенно опускаются до широт $30^\circ - 35^\circ$. Расстояния между цепочками КД составляют в среднем 1.2 года. Скорость подъема цепочек до широты 70° равна $15^\circ - 20^\circ$ гелиографическим градусам в год. Если среднюю линию цепочек N-полушария продолжить в сторону экватора, то они пересекут максимумы холмов напряженности м.п. области активной зоны II.

В S-полушарии цепочки хорошо трассируют вытянутые области положительной полярности м.п. Тем самым, крупные КД имеют непосредственное отношение к холмам м.п. в зоне II, и выявляются следующие закономерности:

1. Как и между цепочками КД N-полушария, временные отрезки между холмами м.п. составляют ~ 1.2 года.

2. Смещение начала цепочек КД в сторону экватора идёт параллельно смещению холмов м.п. активных областей.

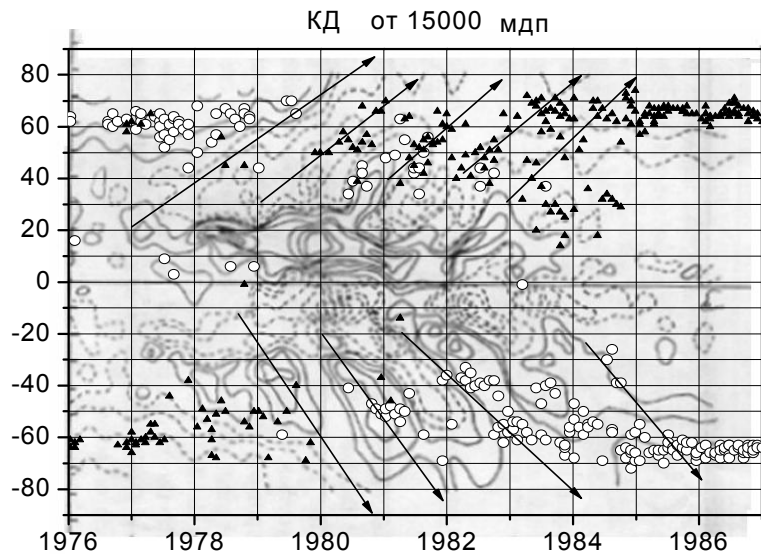


Рис. 2.

КД цепочек имеют полярность, противоположную полярности холмов широтной активной области II, что соответствует полярности м.п. хвостовых групп пятен в данном цикле. Следовательно, крупные КД показывают направление переноса крупномасштабного магнитного поля (КМП) в широты зоны IV, и его полярность определяет полярности м.п. следующего цикла в зоне II. Этот перенос КМП продолжался до 1985 г., однако последняя часть КМП достигла зоны IV, по-видимому, в конце 1984 г. С 1985 г. приток КД с площадями > 5000 м.д.п. до наступления нового цикла активности в широтной зоне II прекратился.

Таким образом, опускающаяся полоса больших КД из верхних широт зоны III к концу 1984 г. является результатом подъёма КД хвостовой полярности пятен в данном полушарии. Однако имеются некоторые вкрапления сравнительно слабых полос КД положительной полярности, особенно в местах, где появляются «языки» положительной полярности, вытягиваемые из активной области в сторону высоких широт. Так, например, в 1981 г. такая полоса в северном полушарии простиралась до 60° – 65° гелиоширот.

Итак, крупные КД демонстрируют движение КМП, соответствующего полярности следующего цикла в виде дискретных выбросов цепочек КД с шириной полосы около полугода с периодом 1.1–1.3 г. Кроме того, крупные КД указывают и на подъём КМП в высокие широты, и, как было ранее многими авторами показано, подобный процесс происходит и с полярными факелами (см., например, [3, 6]).

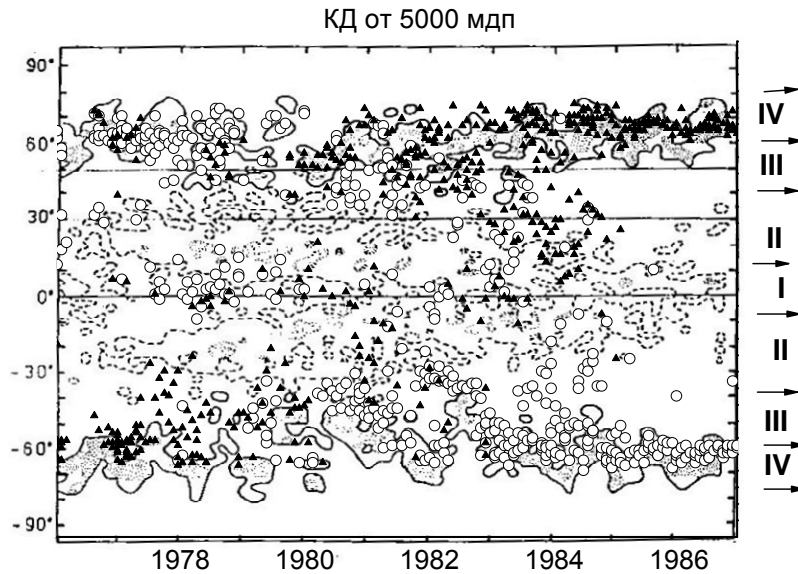


Рис. 3.

КД и полярные факелы (ПФ) существенно различаются по своим свойствам, в частности, как размерами, так и величинами напряжённости м.п., т.е. относятся к мелкомасштабным структурам солнечной активности и имеют более высокие напряжённости м.п.

На рис. 3 представлено широтно-временное распределение КД с площадями > 5000 м.д.п. и распределение солнечных факельных полей в 21-м цикле, взятые из работы [7], откуда следует, что в широтной зоне III факелы, как и КД, так же дискретно, с 40-х широт начинают подъём в полярную зону IV с периодом в 1 год, хотя и менее определённо, чем КД.

Что касается низкоширотных факельных полей в зоне II, то КД окаймляют их как со стороны более высоких широт, так и со стороны экватора. Внутри активной зоны пятен и факелов КД окружают последние. Та же картина размежевания наблюдается между расположениями ПФ и КД. Обе закономерности особенно отчётливо проявляются при рассмотрении малых КД с площадями 1500–3000 м.д.п.

Литература

1. Тавастшерна К.С., Тлатов А.Г., Каталог и атлас синоптических карт КД и полостей волокон в линии He I 10830 А, СПб, 2006, 565 с.
2. Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С., Тр. XI Пулк. конф., 2007, с.193.
3. Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С., Тр. Всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца, СПб, 2008, с.149.
4. Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С., Тр. Всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца, СПб, 2009, с.200.
5. Bumba V. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1990, 41, p.325.
6. Makarov V.I. and Makarova V.V., Solar Phys., 1996, V.163, p.121.
7. Хусаинов Е.И. «Иssl. активн. процесс. на Солнце», 1988, Владивосток, с.55.

НЕПОСРЕДСТВЕННЫЙ ОТКЛИК НА СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ ПО ДАННЫМ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА: ПРОЕКТ «ШУМАН»

Ишков В.Н.¹, Кукса Ю.И.², Теодосиев Д.З., Шибяев И.Г.¹

¹ИЗМИРАН, Троицк, Россия

²ЦГЭМИ ИФЗ РАН, Троицк, Россия

³ИКИ БАН, София, Болгария

THE DIRECT RESPONSE TO SOLAR FLASHES ON THE DATA OF THE MAGNETOMETRIC COMPLEX: PROJECT «SCHUMAN»

Ishkov V.N.¹, Kuksa J.I.², Teodosiev D.³, Shibaev I.G.¹

¹IZMIRAN, Troitsk

²GEMRC IPE RAS, Troitsk

³SRI BAS, Sofia

The experimental part of project "Schuman" bases on two hardware complexes.

The first complex – the magnetometric station registers three magnetic components, two electric and amplitude envelope of the acoustic channel. Time of quantization on all channels 0.5 s. The second complex including two induction sensors of magnetic field, it is designed for registration in the Schuman range and is lower ($0.01 \text{ Hz} < f < 40 \text{ Hz}$) and at present passes testing. Offered work bases on the data of the first complex working to Troitsk.

The direct response to a number of solar flashes is analyzed. Additional ionization the ionospheres, caused by these flashes, results to current to reorganization and indignation magnetic components. As solar events have casual character and are shown, in to this or that form, on a background enough regular processes the estimation is important background conditions of analyzed parameters and their dynamics on time intervals different scale.

The analysis daily and more high-frequency harmonics on time files is carried out duration up to and more than month. Influence of phases of the Moon on a daily harmonic is allocated.

It is marked, that on a degree of smoothness of parameters high-frequency a component it is possible to estimate characteristics of irregular events.

Введение

Проект «Шуман» ставит задачу совместного анализа спутниковых и наземных данных по регистрации ультранизкочастотных электромагнитных полей для диагностики эффектов солнечной и сейсмической активностей в околоземном космическом пространстве. Экспериментальная часть проекта опирается на два аппаратных комплекса. Первый комплекс – магнитометрическая станция регистрирует три магнитные компоненты, две электрические и огибающую акустического канала. Время квантования по всем каналам 0.5 сек. Второй комплекс, состоящий из двух индукционных датчиков магнитного поля, рассчитан на регистрацию в шумановском диапазоне и ниже ($0.01 \text{ Hz} < f < 40 \text{ Hz}$) и в данный момент тестируется.

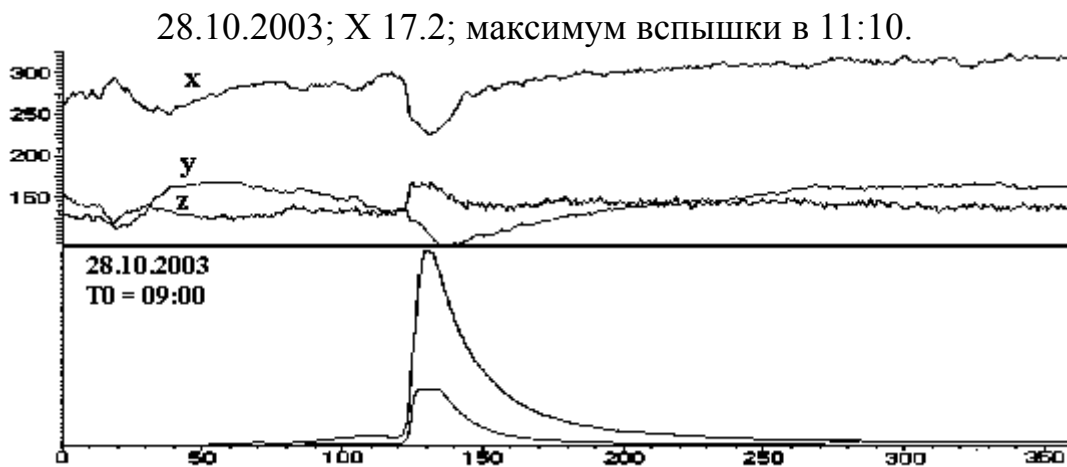
Целью предлагаемого проекта являются:

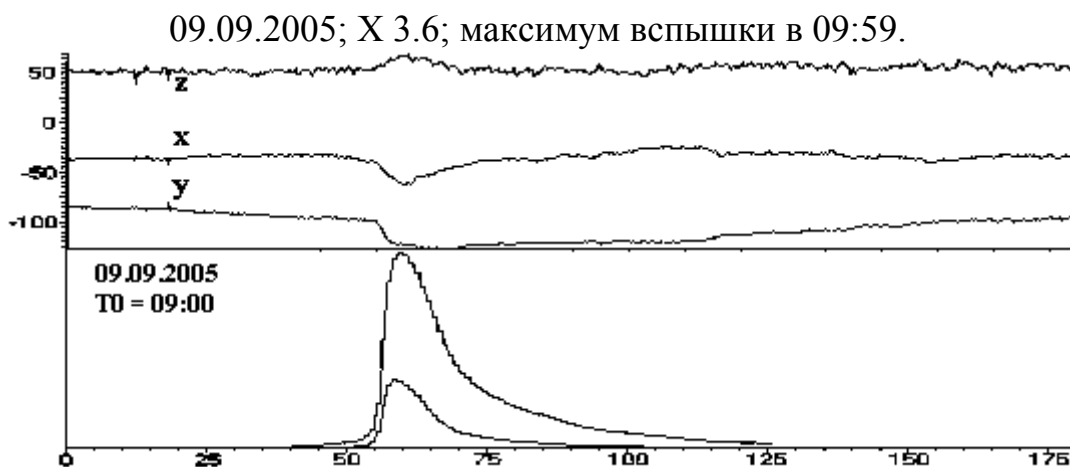
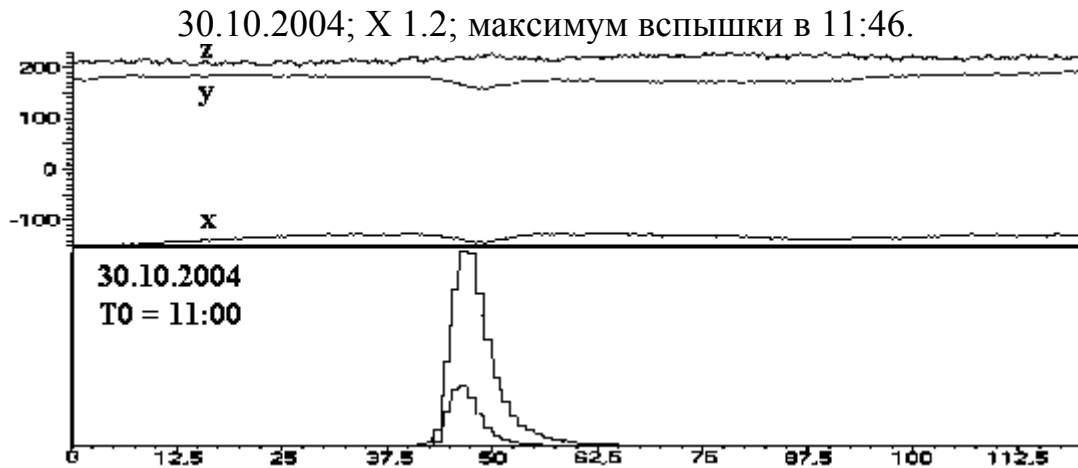
- организация наземного мониторинга электромагнитных полей;
- экспериментальные и теоретические исследования динамики шумановских резонансов и сопоставление их характеристик при сейсмической и солнечной активностях;
- анализ спутниковых и наземных измерений в моменты выделенных событий.

Предлагаемая работа демонстрирует возможности и качество данных первого комплекса, работающего в г. Троицк.

Прямой отклик на ряд солнечных вспышек

Дополнительная ионизация ионосферы, вызванная этими вспышками, приводит к токовой перестройке и возмущению В-компонент. Ниже сопоставлены вариации V_x, y, z - компонент магнитометрического комплекса (верхняя часть рисунка в нанотеслах, компоненты маркированы) и минутные данные потока рентгеновского излучения (нижняя часть рисунка в произвольных единицах с датой и начальным временем в UT) в диапазонах 0.5—4.0 и 1.0—8.0 ангстрем спутников серии GOES для четырех событий при различных параметрах вспышек и ионосферы. Общая ось времени в минутах.

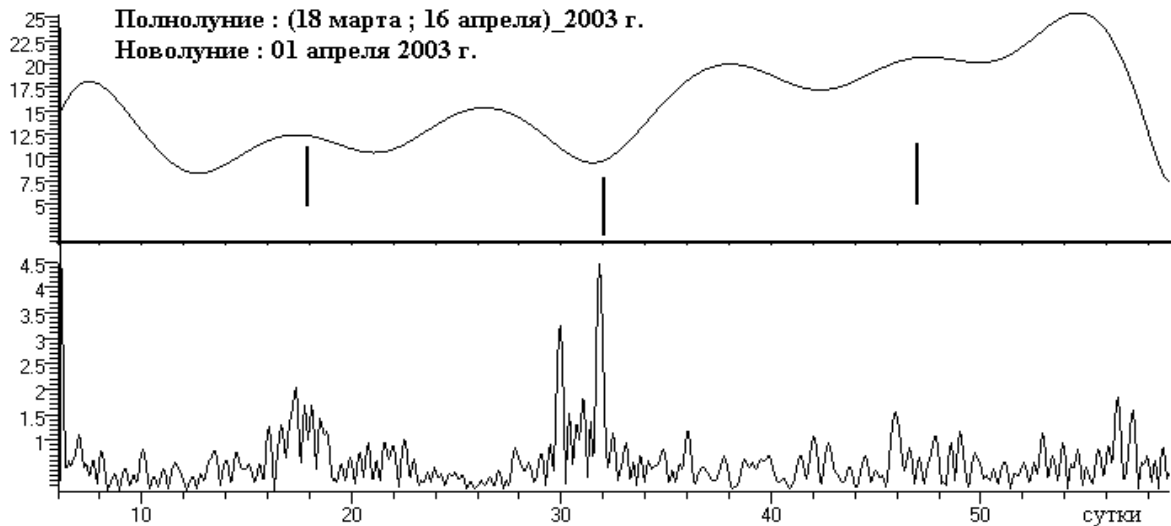




Анализ длинных временных массивов

Так как солнечные события носят случайный характер и проявляются, в той или иной форме, на фоне достаточно регулярных процессов, то важна оценка фоновых состояний анализируемых параметров и их динамика на временных интервалах разного масштаба. При спектральном анализе суточных вариаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля проявляются частоты колебаний тепловых приливных атмосферных волн. Полный набор их периодов содержит $T = 24, 12, 8, 4$ часа. Кроме соответствующих частот, выделяются и другие гармоники.

Здесь, как пример, приведен анализ суточной и более высокочастотной (двадцатиминутной) гармоник V_x - компоненты в период с 6 марта по 28 апреля 2003 г. (всего 54 дня). Применяя преобразование Гильберта к соответствующим спектральным компонентам, мы получаем зависимость их амплитуд от времени. Огибающая суточной гармоники представлена на верхней части рисунка. Явно растущий тренд амплитуды этой гармоники соответствует увеличению световой части суток. Выделяется влияние фаз Луны на неё. Суммарное воздействие гравитационных сил Солнца и Луны происходит вблизи новолуния, тогда следует ожидать максимального эффекта. Приведенная оценка этому не противоречит.



Огибающая компоненты с периодом $T \sim 20$ минут представлена на нижней части рисунка. Хорошо видна связь этой компоненты с выделенными моментами суточной. Отметим, что 17 марта была солнечная вспышка класса X 1.5, что могло «усилить» выброс на 17 день.

Краткие характеристики комплекса

ИВК-МТМ состоит из измерительного блока, связанного соединительными кабелями с датчиками поля, и интерфейсного блока, подключенного к СОМ порту компьютера (IBM PC). К измерительному блоку подключаются трехкомпонентный блок кварцевых датчиков магнитного поля, две электрические линии, заканчивающиеся неполяризуемыми электродами и сейсмодатчик. Связь между измерительным и интерфейсным блоками осуществляется по двум кабелям. По одному из них подается питание к измерительному блоку и, далее, к блоку датчиков магнитного поля, а по другому осуществляется цифровая связь между компьютером и измерительным блоком. Электрические линии подключаются к измерительному блоку через каналы с гальванической развязкой. К дополнительным электрическим каналам подключены: сейсмодатчик (через блок детектирования и выделения сейсмической огибающей) и датчик температуры блока датчиков магнитного поля. Динамический диапазон по всем каналам – 22 разряда.

Литература

Светов Б.С., Кукса Ю.И., Одинцов В.И., Амиантов А.С. Измерительно-вычислительный комплекс для магнитотеллурического мониторинга геомагнитических процессов (ИВК-МТМ) // Приборы и системы разведочной геофизики. Саратовское отделение Евро-Азиатского геофизического общества. № 1. С.14-19. 2006.

ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОГО КИСЛОРОДА В СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ

Калинин А.А.

Уральский госуниверситет, Екатеринбург, Россия

OI LINES IN SOLAR PROMINENCES

Kalinin A.A.

Ural State University, Ekaterinburg, Russia

The code RH [7] is applied to the solar prominence neutral oxygen spectrum modelling in 1D geometry. The new atomic data and excitation by the L_{β} hydrogen line are taken into account. With the new data the influence of the L_{β} pumping is pronounced not only in the 8446, but in the 7774 lines.

Физика солнечных протуберанцев является бурно развивающейся областью солнечных исследований. Последние достижения в спектральной диагностике протуберанцев и не-ЛТР моделировании их спектра приводятся в [1]). В работе [2] исследовалось свечение нейтрального кислорода в линиях мультиплета OI 7774 Å.

Данное сообщение дает пример моделирования спектра OI с привлечением новых атомных данных и более полной модели атома кислорода (по сравнению с [2]). За основу была взята работа [3] (модель атома – рис. 1а – и частично атомные данные). Столкновения с электронами трактовались согласно [4]. Входящее в протуберанец в линиях OI солнечное излучение взято согласно [5] и [6].

Расчеты проведены с помощью модифицированного кода RH [7] для выборки одномерных изотермических-изобарических моделей [8], из которых взяты основные параметры (T – температура, P_g – газовое давление, Z – поперечная толщина), задающие модель, а также ход электронной концентрации n_e с геометрической глубиной z и интенсивность и профиль линии L_{β} . Профиль линии L_{β} использован при расчете возбуждения линии 1025 Å OI.

Наиболее интересный результат – появление влияния накачки излучением L_{β} не только в линии 8446, но и в линиях 7774. На рис. 1б изображена зависимость относительной интенсивности суммарной интенсивности линий 7774 ($E_{7774}/E_{7774_{7000}}$) от относительной интенсивности L_{β} . Выстраивается цепочка: перенос населенности с уровня $2p^4 \ ^3P_2$ на уровень $2p^3 \ ^3D^0$ за счет квантов L_{β} , а затем перенос этих населенностей на уровень $2p^3 \ ^3P$ через столкновения с электронами. В физике космических мазеров подобные процессы носят название радиационно-столкновительной накачки, в нашем случае линии 7774.

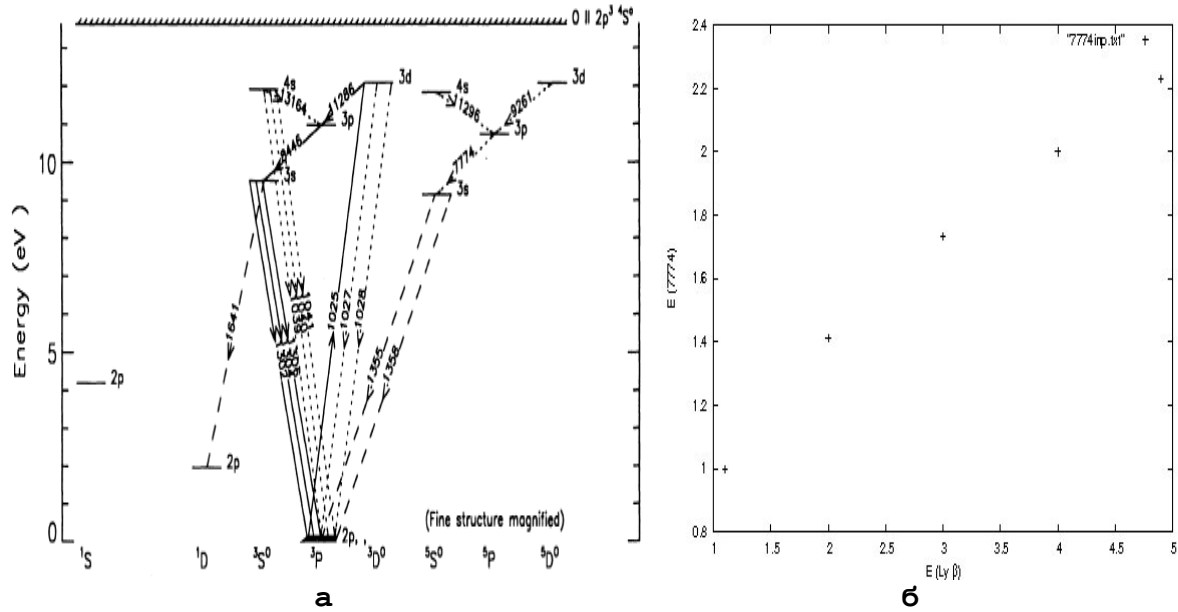


Рис. 1. а) Модель атома нейтрального кислорода (по [3]). **б)** Относительная суммарная интенсивность линий 7774 в зависимости от относительной интенсивности L_{β} при неизменных остальных параметрах модели.

Данный результат носит предварительный характер и нуждается в подтверждении расчетами с большим числом уровней в модели атома. Такой расчет, а также более полный анализ и представление результатов будут даны в другой работе.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н. Uitenbroek за предоставление программы RH.

Литература

1. Labrosse N., Heinzl P., Vial J.-C., Kucera T., Parenti S., Gunár S., Schmieder B., Kilper G. // Space Sci. Rev., 2010, v.151, pp. 243–332.
2. Brickhouse N., Landman D.A. // Astrophys.J., 1987, v. 313, pp. 463–470.
3. Carlsson M., Judge P.G. // Astrophys.J., 1993, v. 402, pp. 344–357.
4. Barklem P.S. // Astron. Astrophys., 2007, v. 462, p. 871.
5. Chance K., Kurucz R.L. // JQSRT, 2010, v. 111, pp. 1289–1295.
6. Curdt W., Brekke P., Feldman U., Wilhelm K., Dwivedi B.N., Schuhle U., Lemair P. // Astron. Astrophys., 2001, v. 375, pp. 591–613.
7. Uitenbroek H. // Astrophys.J., 2001, v.557, p.389.
8. Gouttebroze P., Heinzl P., Vial J.-C. // Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1993, v.99, pp. 513–553.

О СООТНОШЕНИИ ВКЛАДОВ ГАРМОНИК ГИРОЧАСТОТЫ ДЛЯ ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЯТЕННОГО ИСТОЧНИКА

Кальтман Т.И.

Специальная Астрофизическая обсерватория, Санкт-Петербург

ABOUT A CONTRIBUTION OF HYDRORESONANCE HARMONICS INTO THE SUNSPOT CYCLOTRON EMISSION

Kaltman T.I.

St.-Petersburg branch of Special Astrophysical observatory, St. Petersburg

The microwave emission of sunspot source is simulated on the base of standard model of cyclotron radiation. Contributions of the 2–5 harmonics into an intensity of gyroresonance emission of sunspot source are calculated. The ratios of different harmonics to the full sunspot cyclotron emission are analyzed. Widely accepted simplified interpretation of sunspot cyclotron emission takes into account only the third harmonic of extraordinary mode and only the second harmonic of ordinary mode. The presented simulation shows that this interpretation is not sufficient in cases of high (or low) electron density or in a wide chromosphere-corona transition region.

Taking into account presented simulation one can make more precise interpretation of microwave emission of solar active region using optical, ultraviolet and X-ray observation for determining electron density (in order of magnitude) and temperature. These refinements allow to improve the radio astronomy methods of magnetic field measurements and the recently developed method of kinetic temperature reconstruction in transition region with observed brightness temperature by RATAN-600.

Для уточнения вкладов гармоник гирочастоты промоделировано микроволновое излучение солнечного пятенного источника на основе общепринятой циклотронной модели. Показана недостаточность упрощенного подхода к интерпретации пятенного излучения с учетом генерации необыкновенного излучения только на третьей гармонике гирочастоты и обыкновенного излучения только на второй гармонике.

В расчетах использовались простые модели распределения кинетической температуры с высотой (рис. 1, слева): двухступенчатая модель (штриховая линия), модель с линейным ростом температуры (сплошная линия) с изменяемым параметром высоты основания короны, модель с «растянутым» ростом температур (пунктир). Электронная концентрация рассчитывалась из условия постоянства давления. Использовалась дипольная аппроксимация магнитного поля.

Яркостная температура излучения T_b рассчитывалась интегрированием уравнения переноса вдоль луча зрения от корональных высот до фотосферы через гирорезонансные слои пятенного источника; шаг интегрирования менялся таким образом, чтобы приращение оптической толщины не

превышало на каждом шаге некоторой заданной малой величины. В расчете использовались полные формулы Железнякова для коэффициентов циклотронного поглощения. На рис. 1 (справа) показаны одномерные распределения яркостных температур для длины волны 4 см вдоль диаметра пятна, рассчитанные для отдельных гармоник и для их суммарного вклада.

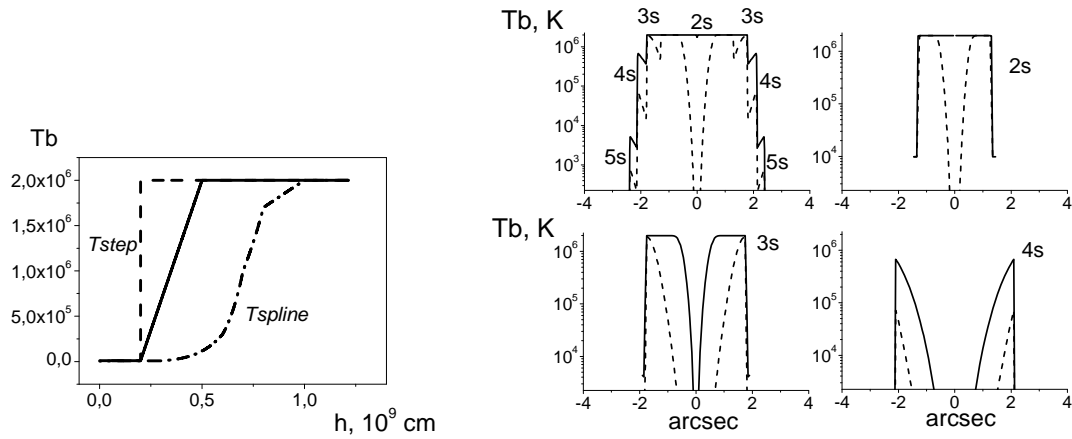


Рис. 1.

Вклад отдельных гармоник $T_b(s)$ в суммарную яркостную температуру T_b оценивался по формуле (1), позволяющей по одномерному расчету вдоль диаметра пятна судить о полном вкладе гармоники в двумерное распределение яркостных температур для симметричного пятна в центре солнечного диска:

$$A(s) = \frac{\sum dT_b(s) |x|}{\sum dT_b}. \quad (1)$$

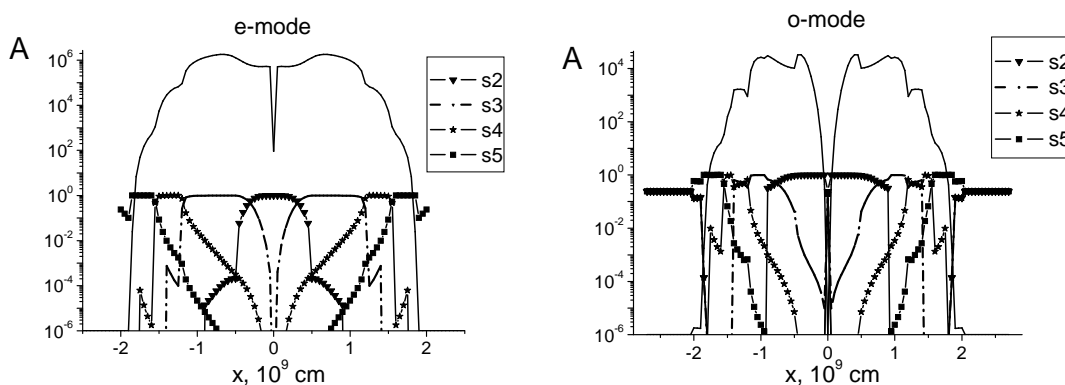


Рис. 2.

На рис. 2 показаны распределения рассчитанного по формуле (1) параметра A вдоль диаметра пятна для 2, 3, 4 и 5 гармоник гирочастоты для необыкновенной (слева) и обыкновенной (справа) моды. В температурной модели высота основания короны равна 5000 км. Длина волны 4.6 см. Тон-

кая линия сверху показывает распределение суммарной яркостной температуры вдоль диаметра пятна. Видно, что на разных расстояниях от оси пятна основную роль играют разные гармоники.

Согласно формулам для циклотронного излучения, соотношение вкладов гармоник гирочастоты зависит, кроме длины волны и моды излучения, от электронной концентрации, температуры, магнитного поля, угла между силовыми линиями магнитного поля и направлением распространением излучения.

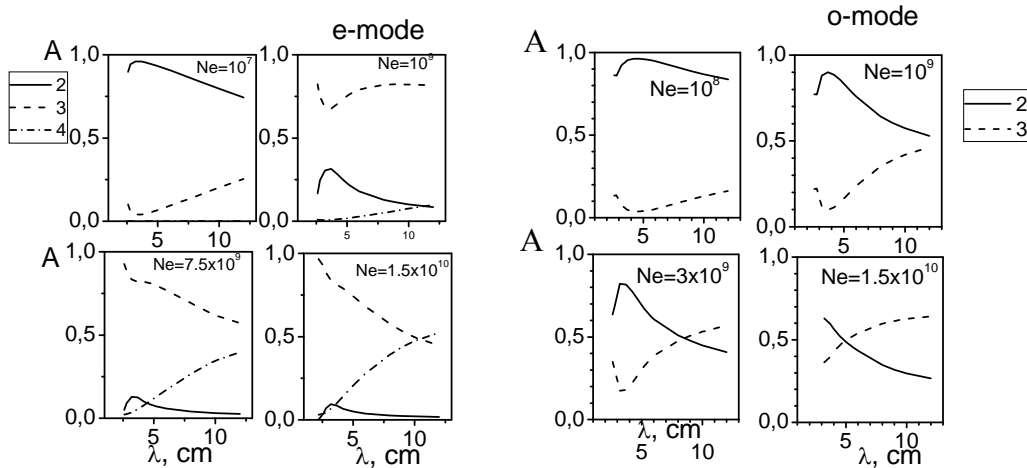


Рис. 3

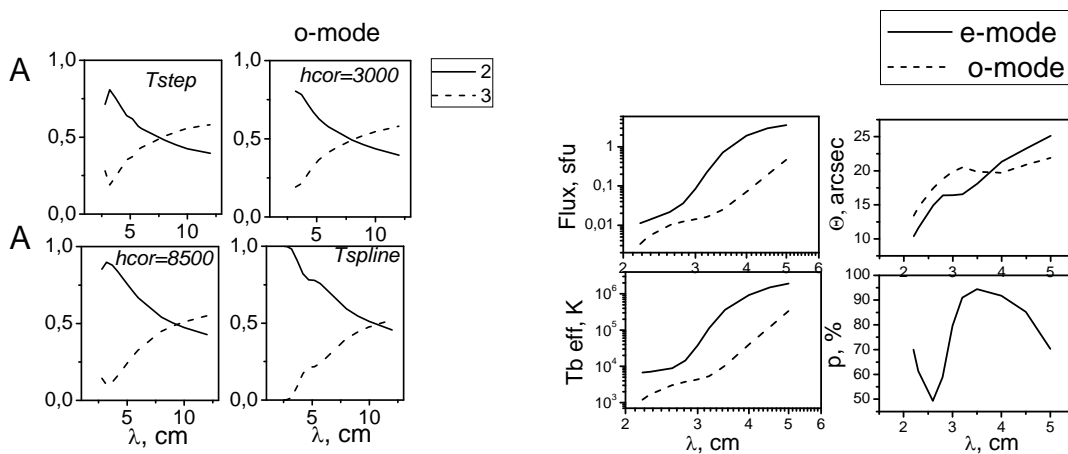


Рис. 4.

Из рис. 3 видно, что в зависимости от электронной плотности (N_e , в $\text{эл}/\text{см}^3$) для необыкновенной моды вклады второй и четвертой гармоник в среднем составляют 5-20%, но при малых плотностях вклад второй гармоники достигает 90%, а вклад четвертой гармоники при больших плотностях превышает 40%. Для обыкновенной моды вклад третьей гармоники в среднем 10-60%, растет с увеличением плотности, и длина волны, на которой он начинает превышать вклад второй гармоники, смещается в сторону коротких волн с увеличением параметра N_e .

На рис. 4 (слева) для обыкновенной моды и для параметра ($N_e = 3e9$) показано, как с увеличением высоты основания короны (h_{cor} , в км) длина волны, на которой одинаковы вклады второй и третьей гармоник, смещается к большим длинам волн. Для необыкновенной моды эта зависимость слабее.

Спектры наблюдаемых характеристик модельного источника (рис. 4 справа: поток излучения, размеры, яркостная температура, степень поляризации) рассчитаны для температурной модели Tspline (см. рис. 1.) «Растянутый» рост температур приводит к заметному постепенному изменению соотношения вкладов гармоник в микроволновом диапазоне.

Наблюдаемые спектры потоков яркостных температур приобретают характерные перегибы (квазисимметричные в разных модах). Размеры источников различаются в разных модах (до 5 угловых секунд в показанном примере) и медленнее растут с длиной волны в обыкновенном излучении. Степень поляризация значительно снижается на коротких волнах, а ее спектр имеет волнообразный характер.

Выводы

Вклады различных гармоник гирочастоты для циклотронного излучения значительно изменяются в зависимости от условий солнечной короны, что необходимо учитывать при интерпретации наблюдений.

Измерение магнитных полей по необыкновенному излучению в предположении о генерации излучения только на третьей гармонике при низких плотностях может привести к занижению величины магнитного поля в 1.5 раза (в случае, если реальное излучение относится, в основном, ко второй гармонике); при высоких плотностях – к завышению в 1.5 раза (если излучение относится к четвертой гармонике). Аналогично, измерение магнитного поля по обыкновенному излучению может привести к завышению в 1.5 раза (если излучение относится к третьей гармонике).

Наблюдения в оптическом, УФ и рентгеновском диапазонах позволяют оценить физические параметры активной области. Учет рассчитанных факторов уточнит методики измерения высот излучения источников и восстановления роста кинетической температуры в переходной зоне по наблюдениям яркостных температур на РАТАН-600. Толщина гирорезонансных слоев при корональных температурах достигает тысяч км, но наблюдаемое излучение приходит в основном из слоя с оптической толщиной близкой к единице. Оценив по порядку величины плотность электронов, с помощью представленных расчетов можно уточнить высоту излучающего слоя.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00111-а.

АКТИВНОСТЬ К ЗВЁЗД С РАЗНЫМИ СКОРОСТЯМИ ВРАЩЕНИЯ

Кацова М.М.¹, Мишенина Т.В.²

¹*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ,
Москва, Россия*

²*Астрономическая обсерватория Одесского национального университета,
Одесса, Украина*

ACTIVITY OF K STARS WITH VARIOUS ROTATION VELOCITIES

Katsova M.M.¹, Mishenina T.V.²

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

²*Astronomical Observatory of Odessa National University, Ukraine*

There are K stars rotating with rotational periods of 30–50 days which demonstrate well-expressed cyclic activity in the photosphere, the chromosphere and the corona. Activity of the faster rotating K stars is studied worse. We consider two K stars with rotational periods around 7 days which are components of the binary system OU Gem (K2 V + K5 V). The axial rotation of these stars is synchronized with the orbital motion. The spectra of OU Gem were obtained with the fiber-fed echelle spectrograph SOPHIE at the 1.93-m telescope of the Observatoire de Haute-Provence (France). The spectral resolution $R = 75\,000$ allowed us to investigate separately the chromospheric radiation of each of stars. High levels of the chromospheric activity of each of these stars are revealed and the hotter K2 star posses the higher activity than that of the K5 star. The clear dependence of the chromospheric emission on the phase of the orbital motion is found. This indicates an existence of a well-expressed active longitude in the chromosphere. A multipronged analysis shows that relative spot area of the star's surface is high and reaches 10%, but spots are situated quite patternless. The level of the coronal activity by 3 orders of magnitudes exceeds the solar one at its maximum. Thus, fast-rotating K stars demonstrate a kind of the activity that differs from the solar one which is typical for stars with regular cycles. We discuss in this context a possible role of local and large-scale magnetic fields in formation of the activity, and dynamo action at two level – under the photosphere and near the lower boundary of the convection zone.

Основным фактором эволюции активности является потеря углового момента количества вращательного движения. Для звёзд солнечной массы этот процесс замедления вращения происходит быстро, за время порядка 1 млн лет. Соответственно, активность звёзды на протяжении первого миллиона лет жизни изменяется достаточно быстро. Наиболее детально изучена активность Солнца, которое является типичным представителем группы G–K звёзд с периодами осевого вращения от 25 до 50 суток. У некоторых звёзд – «ровесников» Солнца активность уже вышла на квазистационарный уровень, характеризующийся циклическими изменениями. В первую очередь это относится к медленно вращающимся K звёздам. G и F звёзды с большими скоростями вращения характеризуются более высокой, но менее регулярной активностью. У поздних звёзд активность проявляется на всех уровнях от фотосферы до короны.

Достаточно хорошо изучены поздние одиночные звёзды с периодами вращения менее 2 дней, а также некоторые карлики в двойных системах типов BY Dra и RS CVn. Характер активности этих звёзд значительно отличается от солнечной: пятна занимают в сотни раз большие площади, уровень корональной активности приближается к насыщению – L_X/L_{bol} около 10^{-3} ; эффект активных долгот выражен гораздо сильнее.

Для понимания физики происходящих процессов, развития теории динамо важно понять, какие причины определяют преобладание на данной звезде того или иного типа активности. Это требует детального изучения звёзд с периодами осевого вращения от двух до 20 суток. Мы обратились к исследованиям звезды OU Gem, состоящей из двух карликов K2 и K5, которые вращаются почти синхронно с орбитальным периодом 6.99 суток. Иначе говоря, каждые 7 дней наблюдаются одни и те же долготы на поверхностях звёзд.

Мониторинг непрерывного оптического излучения этой системы проводится достаточно длительное время. Амплитуда вращательной модуляции невелика, не превышает 0.05–0.07 звёздной величины в полосе V. Для K звёзд это соответствует максимальной относительной площади, занимаемой пятнами, S_{max} , около 10%. Это указывает на то, что активность компонентов системы не только существенно выше солнечной, где $S_{max} = 0.3\%$, но и звёзд НК проекта, включая более молодые среди них. Среди сильно запятнённых звёзд относительная площадь пятен на OU Gem близка к минимальной (см., например, [1]). Для характеристики активности OU Gem на уровне фотосферы важно то, что форма кривой вращательной модуляции неустойчива на протяжении нескольких оборотов и претерпевает внезапные изменения.

Спектральные наблюдения OU Gem немногочисленны и относятся к линии Н-альфа и некоторым другим линиям серии Бальмера (см. [2] и ссылки там). Наблюдения OU Gem были продолжены [3] на обсерватории Haute Provence на 1.93-м телескопе с оптоволоконным спектрографом SOPHIE с разрешением $\Delta\lambda/\lambda=75\ 000$. Использование эшелле, позволяющее регистрировать спектры во многих порядках дифракционной решетки, дает возможность изучать весь видимый диапазон.

Вывод о высокой хромосферной активности OU Gem согласуется со значительным рентгеновским излучением. Рентгеновская светимость по наблюдениям на обсерватории *EINSTEIN* составляет $\log L_X = 29.19$ [4] и по данным *ROSAT* – $\log L_X = 29.5$ [5]. Иначе говоря, уровень корональной активности на три порядка превышает солнечный в эпоху максимума, что свидетельствует о достаточно мощных коронах компонент OU Gem.

Имеются указания на то, что система OU Gem несколько моложе звёзд главной последовательности соответствующих масс. Так, в спектре более горячего компонента регистрируется линия лития 6707 Å. Кроме того, наблюдавшийся на *IRAS* некоторый избыток излучения в диапазоне 12

и 25 микрон также может свидетельствовать об этом [6], поскольку здесь может идти речь о присутствии пыли в диске в окрестности этих звёзд.

Здесь мы анализируем две серии наблюдений, проведенные в марте и октябре 2009 г. Отношение сигнала к шуму превышало 100. Кривая лучевых скоростей для обоих компонент регистрировалась надежно. Примеры спектров в линиях Н и К Ca II приведены на рис. 1 для различного взаимного расположения звёзд на орбите.

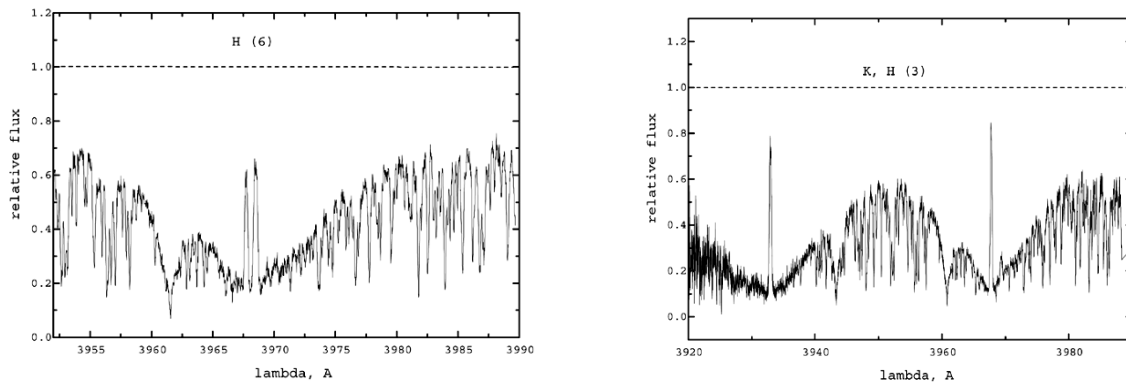


Рис. 1. Спектры OU Gem в линиях К и Н Ca II. Пунктиром отмечен уровень непрерывного излучения обеих компонент. Слева – линия Н, фаза близка к 0.7. Справа – линии К и Н при фазе 0, когда оба компонента находятся на луче зрения, и соответственно доплеровское смещение линий отсутствует.

Эквивалентные ширины линий Н и К, W , оказались достаточно большими, что подтверждает прежние выводы о высокой хромосферной активности каждой из звезд, причём более горячая звезда К2 обладает более высокой активностью, чем звезда К5.

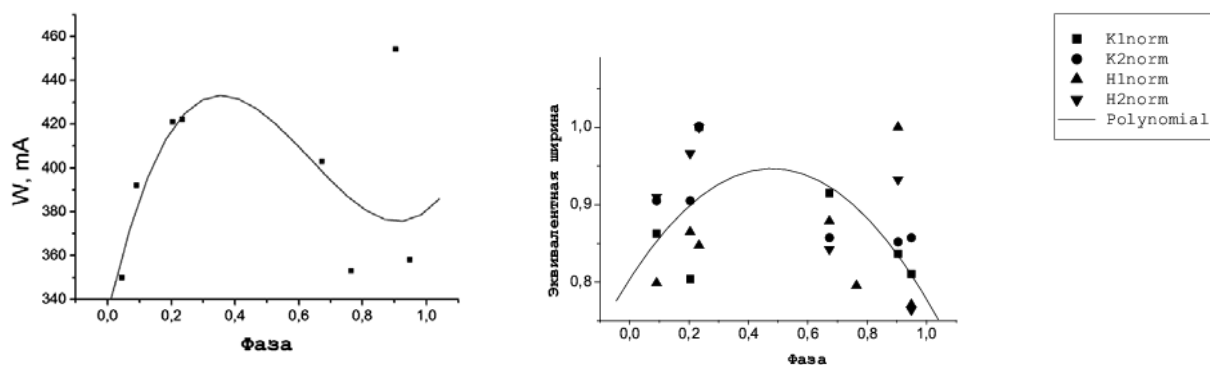


Рис. 2. Слева – изменения эквивалентной ширины (в миллиангстремах) линии Н Ca II звезды К2 с фазой орбитального периода. Справа – те же величины W в относительных единицах для обеих звёзд и двух эпох наблюдений

По рядам наблюдательных данных для каждой звезды и каждой линии удастся выявить некоторые закономерности. Основной является то, что для всех четырёх наборов данных характерна зависимость от фазы (рис. 2):

сначала эквивалентная ширина быстро возрастает, а затем падает. Изменения W составляют 20–30%. Отметим значительный разброс точек при больших фазах. Все имеющиеся измерения W приведены на рис. 2 (справа) для обеих звёзд.

Обнаруженные изменения эквивалентных ширин линий ионизованного кальция оказались существенно выше ожидаемых из оценок, основанных на вращательной модуляции непрерывного оптического излучения. Это означает, что активная долгота хорошо выражена в хромосферном излучении и практически не проявляется на фотосферном уровне. Последнее свидетельствует о более или менее равномерном распределении пятен по поверхности звёзд.

В заключение заметим, что уровень хромосферной активности OU Gem согласуется с мягким рентгеновским излучением её корон. Отношение рентгеновской светимости к болометрической составляет $L_X/L_{bol} = (1.5-3) \cdot 10^{-4}$. По уровню активности в хромосфере и короне и наблюдениям линии лития возраст звезды оценивается 1–2 млрд. лет.

Таким образом, на примере рассматриваемой звезды OU Gem, вращающейся с периодом около 7 дней, продемонстрировано, что наряду с солнечным типом активности, когда активная долгота чаще всего проявляется одновременно на всех уровнях атмосферы (в фотосфере, хромосфере и короне), обнаружен другой тип активности, характерный для более молодых звёзд. Физически это означает, что изменяется соотношение вклада локальных и крупномасштабных магнитных полей в формирование активности. Это дает основания полагать, что соответствующие изменения характера активности обусловлены различиями в толщине конвективной зоны у G и K звёзд. Развивая эти представления, можно естественно приблизиться к точке зрения о том, что генерация и усиление магнитных полей в поздних звёздах происходит на двух уровнях – под фотосферой и вблизи нижней границы конвективной зоны.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 09-02-01010 и НШ 7179.2010.2.

Литература

1. *Е.А. Бруевич, И.Ю. Алексеев.* 2007, *Астрофизика*, 50, No. 2, 233–241
2. *D. Montes et al.* 2000, *A&A Suppl.* 146, 103–140
3. *Т.В. Мишенина, К. Субиран, В.В. Ковтюх, И. Кудзей, П. Дубовский.* 2009, *Кинематика и физика небесных тел.* Декабрь (доп. том),
4. *М.М. Katsova, V. Tsikoudi.* 1993, *ApJL*, 402, L9–L12
5. *J.H.M.M. Schmitt, C. Liefke.* 2004, *A&A*, 417, 651–665
6. *М.М. Katsova, V. Tsikoudi, М.А. Livshits.* 1993, *Aph Sp Sci Libr*, 183 Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, 1993. 483–487.

КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА НАКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НА КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТАХ

Киров Б., Георгиева К., Данов Д.

ИКСИ – БАН, София, Болгария

SPACE WEATHER AND ITS EFFECTS ON SPACECRAFT CHARGING

Kirov B., Georgieva K., Danov D.

Space and Solar-Terrestrial Research Institute, Sofia, Bulgaria

Space Weather processes can include changes in the interplanetary magnetic field, interplanetary plasma parameters like plasma speed, density and temperature, and disturbances in the Earth's magnetic field and result in variations in geomagnetic activity, weather and climate, telecommunications, space flight and air flight security, power supply stability, down to seismic activity and human physiological state. Here we describe one of the space weather related problems - the electrostatic charging of spacecrafts and its effects on the safe operation of the electronic devices in space.

Введение

Исследования накопления электростатического заряда на космических аппаратах начались после нескольких случаев аномального поведения спутников в начале 1970-х годов и особенно после потери американского военного спутника DSCS-9431 в 1973 г. [1]. Большая программа для исследований этой проблемы была организована совместно Военно-воздушными силами США и NASA. Спутник Американских военно-воздушных сил SCATHA (Spacecraft Charging At High Altitudes) работал с марта 1979 по июнь 1980 [2]. Позже в полярную орбиту (840 км) были выведены спутники Defense Meteorological Satellite Program (DMSP). Эффекты влияния космической радиации на микроэлектронные элементы были далее исследованы спутником CRRES (Combined Release and Radiation Effects Spacecraft), который был выведен на геосинхронную орбиту в июле 1990.

Накопление заряда на спутнике

Процесс накопления заряда на спутнике зависит от параметров плазмы. Оно может быть поверхностным (либо по всей поверхности, либо дифференциальное, изменяющееся от точки к точке) и внутреннее (диэлектрическое). Поверхностное накопление вызвано низкоэнергетической плазмой и фототоком. Дифференциальное накопление обычно наблюдается после геомагнитных суббурь, после которых в магнитосферу инжектируются электроны с энергиями порядка КэВ. Но дифференциальное накопление заряда может возникнуть и в результате самозатенения спутника.

Потенциал поверхности спутника является функцией суммарного тока от/к поверхности. Общее уравнение тока имеет вид:

$$J_{elec} + J_{ion} + J_{pe} + J_{sec} + J_{back} + J_{art} = 0 \quad (1)$$

где J_{elec} – ток электронов в плазме, J_{ion} – ток ионов, J_{pe} – ток фотоэлектронов, J_{sec} – ток вторичных фотоэлектронов, выбитых с поверхности спутника высокоэнергичными электронами и ионами, J_{back} – отталкиваемый спутником электронный ток, J_{art} – ток из-за деятельности самого спутника: солнечные батареи, активные эксперименты и т.д.

Эффекты влияния накопления заряда на научную аппаратуру

Самый опасный эффект – это разрядка, которая может быть нескольких видов: **разряд между разными поверхностями на объекте** (“flash-over”); **пробивной разряд** (“punch-through”) – разряд между внутренностью объекта и его поверхностью; **разряд в пространстве** (“discharge to space”) – т.е. между поверхностью объекта и окружающей плазмой. В результате разрядки могут выйти из строя чувствительные элементы, измениться состояние памяти, разрушиться солнечные батареи.

Геоэффективность агентов космической погоды

Выбросы коронального вещества (Рис. 1), которые вызывают наиболее мощные геомагнитные бури на всех фазах солнечного цикла, намного сильнее и чаще происходят в периоды солнечного максимума, а **высокоскоростной солнечный ветер** из корональных дыр (области открытых силовых линий – Рис. 2), который вызывает рекуррентные геомагнитные бури, – на фазе спада солнечной активности. Это приводит к двум максимумам геомагнитной активности в 11-летнем солнечном цикле (Рис. 3).

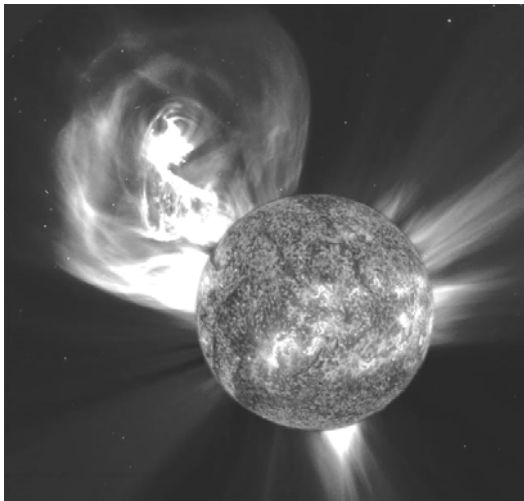


Рис. 1. Изображение Солнца в крайнем UV с прибора EIT на SOHO.

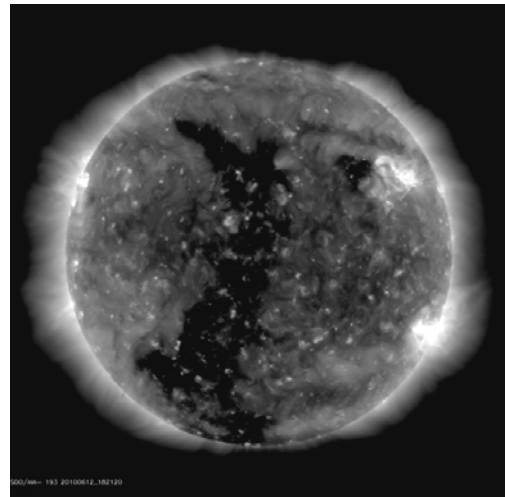


Рис. 2. Изображение большой корональной дыры Солнца в рентгене.

Средняя геоэффективность высокоскоростных потоков солнечного ветра (High Speed Streams – HSS), выбросов коронального вещества (Cor-

onal Mass Ejections – CME) и магнитных облаков – подкласс выбросов коронального вещества с вращением магнитного поля (Magnetic Clouds – MC), сравнена на Рис. 4а и 4б по методу наложения эпох среднесуточных значений геомагнитных Kp и Dst индексов в период 1997–2001 гг. В этот период геоэффективность HSS и MC по Kp индексу одинакова, но в случае HSS неупорядоченность длится дольше. CME вызывают более низкие величины Kp, чем MC и HSS, и, как и в случае MC, геомагнитная активность быстрее восстанавливается до невозмущенного уровня (Рис. 4а). Dst индекс достигает самых больших отрицательных величин в случае MC в день события. Возмущения в случае HSS соизмеримы, но достигаются на день позже (Рис. 4б).

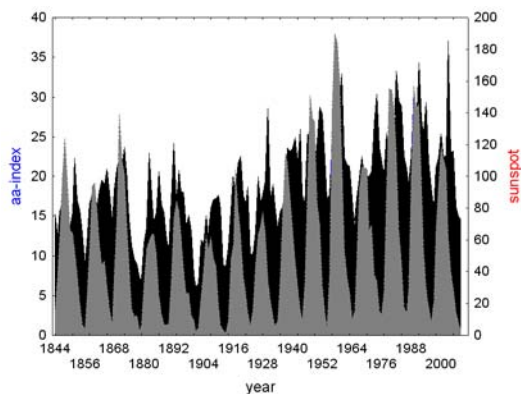


Рис. 3. Два максимума геомагнитной активности (черный цвет) в 11-летнем цикле солнечной активности (серый цвет).

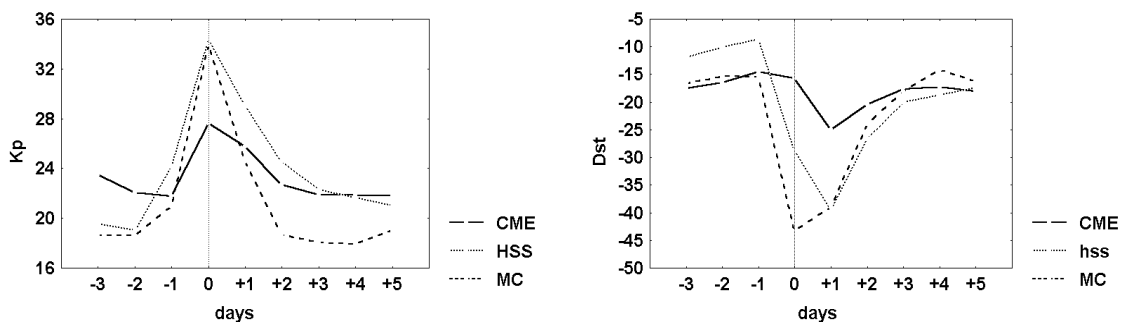


Рис. 4. Анализ по методу наложения эпох геоэффективности солнечных агентов по Kp-индексу (а), и по Dst-индексу (б).

Влияние агентов космической погоды на накопление заряда спутников

Спутниками DMSP исследовались высыпающиеся частицы и параметры окружающей плазмы в зимние периоды 1986–87 гг. (солнечный минимум) и 1989–90 гг. (максимум). Была выявлена зависимость от фазы солнечного цикла, причем эффект накопления заряда наблюдался чаще и с большей интенсивностью во время минимума солнечных пятен [3]. Во время минимума и на фазе спада солнечной активности основной агент космической погоды – высокоскоростные потоки солнечного ветра из солнечных корональных дыр. В [4] сравнивалась зарядка корпуса космического аппарата во время геомагнитных бурь, вызванных CME и HSS. Уровень

потенциала, до которого заряжается корпус во время HSS-бури (Рис. 5а), выше, чем во время СМЕ-бури (Рис. 5б), даже если сами СМЕ-бури очень сильные. Период, в течение которого сохраняются высокие величины потенциала, составляет часы – в случае МС и дни – в случае HSS.

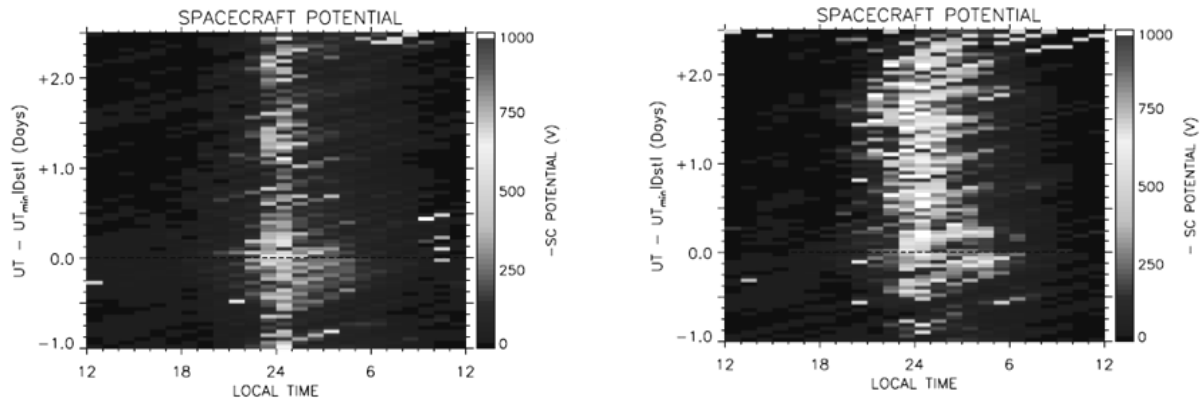


Рис. 5. Средние величины (отрицательного) потенциала заряжения корпуса во время бурь, вызванных СМЕ (а) и HSS (б) [4].

Плазменно-волновой комплекс на борту Международной Космической Станции для изучения эффектов космической погоды

В состав научной аппаратуры на российском сегменте Международной Космической Станции (МКС) предполагается включить Плазменно-волновой комплекс (ПВК) для решения следующих задач: (1) измерение электромагнитных и плазменных параметров, характеризующих космическую погоду; (2) оценка того, как такое большое и высоко-расходное тело, как МКС, возмущает окружающую плазму; (3) исследование того, как происходит электростатическая зарядка самой станции. Приборами ПВК в двух точках будут измеряться следующие характеристики: параметры тепловой плазмы (электронная и ионная температура T_e , T_i ; электронная и ионная концентрация N_e , N_i); электромагнитные параметры (DC и AC электрические и магнитные поля и токи); потенциал корпуса; электронные спектры в диапазоне 0,01–10 keV; спектры VLF электромагнитных флуктуаций [5].

В составе ПВК включены два зонда Ленгмюра [6] для исследования термальной плазмы в окрестности Международной космической станции (N_e и N_i от $1 \cdot 10^9$ до $1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, T_e от 1000° до 6000° K) и измерения потенциала станции в диапазоне $\pm 100 \text{ V}$.

Литература

1. *Bedingfield K.L. et al.*, Eds., NASA Ref. Publ. 1390, 1996.
2. *Mullen E. G., Gussenhoven M.S.*, AFB MA Report A654131, 1983.
3. *Frooninckx T.B.*, Master's thesis, Utah University, 1991.
4. *Denton M.H. et al.*, J. Geophys. Res. 111, A07S07, doi:10.1029/2005JA011436, 2006.
5. *Klimov, S.I. et al.*, 54th IAC, IAC-03-T. 4. 09 (on CD of 54 IAC), 2003.
6. *Kirov B. et al.*, Adv. Space Res., 42(7) 1180–1186, 2008.

ИНДЕКС РЕКУРРЕНТНОЙ АСИММЕТРИИ ПЯТНООБРАЗОВАНИЯ СОЛНЦА

Киселев В.Б.¹, Киселев Б.В.²

¹СПбГУИТМО, bepa666@yandex.ru

²СПбГУ, НИИФ

INDEX OF RECURRENT ASYMMETRY OF SUNSPOTS

Kiselev V.B.¹, Kiselev B.V.²

¹SPbUIFMO

²SPbU, NIIF

Recurrence Analysis theory was applied for studying of sunspot asymmetry problem in Solar hemispheres. A new index is introduced: index of recurrent asymmetry RR_{NA} . This index is calculated from results of quantification of two recurrent residuals plots. Each of two plots is constructed from sunspot timeseries of the Sun and each of its hemispheres correspondingly. The difference between the new index and classic NA index and modern LOS index is shown. Four zones of asymmetry are described and estimation of their continuation is given.

Введение

Проблема асимметрии пятнообразования Солнца отмечена уже давно [1, 2]. В большинстве исследований используются либо абсолютный индекс асимметрии (разность между индексами двух полушарий) $AA = A_N - A_S$, либо нормированный индекс [3]:

$$NA = \frac{I_N - I_S}{I_N + I_S}, \quad -1 \leq NA \leq 1. \quad (1)$$

Исследованию обоих индексов посвящено множество работ, в которых нередко излагаются противоположные результаты. Предлагались и отвергались циклы с периодами 11 лет, 22 года, 40–44 года, несколько коротких и близких к вековому периодов (подробнее см. обзор в [4]). Сравнительно недавно Золотова и Понявин подошли к исследованию NS-асимметрии с точки зрения фазовой синхронизации временных рядов двух полушарий и ввели индекс LOS [6, 7], получаемый на основе количественной оценки кросс-рекуррентной диаграммы [8, 9].

В данной работе предлагается индекс рекуррентной NS-асимметрии, получаемый методами теории рекуррентного анализа. Используются данные [10] за период с 01.1880 по 12.2008, каждый ряд нормирован на его стандартное отклонение.

1. Рекуррентный анализ

Рекуррентная диаграмма [11, 9] (Recurrent Plot, RP) — это отображение рекуррентностей (повторений состояния) траектории $\{\vec{x}^d\}_1^N$ размерно-

сти d на двумерную двоичную квадратную матрицу размером $N \times N$: $\mathbf{R}_{i,j}^{d,\varepsilon} = \Theta(\varepsilon - \|\bar{x}_i - \bar{x}_j\|)$; $i, j = 1 \dots N$, $\bar{x} \in \mathfrak{R}^d$, N — количество состояний, ε — размер окрестности точки фазового пространства, $\|\cdot\|$ — норма (в данной работе используется L_{max}), и $\Theta(\cdot)$ — функция Хэвисайда. Графически RP представляет собой матрицу белых и черных точек — если в некоторый момент времени j участок траектории проходит достаточно близко к участку траектории в некоторое другое время i , то в позиции i, j на диаграмме устанавливается 1 (черная точка). По определению, $\mathbf{R}_{i=j} = 1$, что формирует сплошную главную диагональ рекуррентной диаграммы, именуемую линией идентичности (LOI).

Плотность рекуррентных точек на диаграмме вычисляется мерой [12]:

$$RR = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \mathbf{R}_{i,j}. \quad (2)$$

Эволюция меры во времени получается вычислением ее для окна $\mathbf{W}_{i,j}^{W,w} = \mathbf{R}_{i+w,j+w}^N$, сдвигаемого вдоль главной диагонали диаграммы. Всего может быть получено $N_T = (N - W - s) / s$ временных эпох T_w^W . Для колебательных процессов с ярко выраженной несущей частотой, мера $RR(T_w^W)$ показывает сильную зависимость от размера окна W . Авторами экспериментально установлено, что наилучшие результаты получаются при значениях $W = \Pi \cdot i$, где Π — оценка периода несущих колебаний, $i = 1, 2, \dots$ — коэффициент, выбираемый исходя из длины временного ряда. Если Π изменяется во времени, наилучшее значение может быть получено поиском минимума стандартного отклонения значений меры при разных W : $\sigma(RR(W)) \rightarrow \min$.

Совместная диаграмма (Joint Recurrent Plot) [13] — объединение операцией логического умножения рекуррентных диаграмм двух или более траекторий одинаковой длины, показывающая общее рекуррентных портретов двух траекторий:

$$\mathbf{JR}_{i,j} = \Theta(\varepsilon_x - \|\bar{x}_i - \bar{x}_j\|) \cdot \Theta(\varepsilon_y - \|\bar{y}_i - \bar{y}_j\|), \quad i, j = 1 \dots N. \quad (3)$$

2. Диаграмма рекуррентных невязок

Изменим выражение (3) так, чтобы получить несоответствие рекуррентных картин двух временных рядов:

$$\mathbf{RR}_{i,j} = (1 - \Theta(\varepsilon_x - \|\bar{x}_i - \bar{x}_j\|)) \cdot \Theta(\varepsilon_y - \|\bar{y}_i - \bar{y}_j\|), \quad i, j = 1 \dots N. \quad (4)$$

Полученная таким образом диаграмма **рекуррентных невязок** (Resurgent Residuals Plot) показывает несоответствие рекуррентной картины траектории $\{\bar{y}\}$ рекуррентной картине траектории $\{\bar{x}\}$. Иными словами, черная точка на RRP появляется тогда, когда она есть на диаграмме траектории $\{\bar{y}\}$ и при этом отсутствует на диаграмме траектории $\{\bar{x}\}$. Вычислением меры (2) можно получить количественную оценку уровня несоответствия рекуррентных картин двух траекторий.

3. Индекс рекуррентной асимметрии пятнообразования Солнца

Вначале были построены диаграммы рекуррентных невязок по временным рядам пятнообразования Солнца и каждого полушария:

$$\mathbf{RR}_{i,j}^N = \left(1 - \Theta(\varepsilon^X - \|\vec{X}_i - \vec{X}_j\|)\right) \cdot \Theta(\varepsilon^N - \|\vec{x}_i^N - \vec{x}_j^N\|),$$

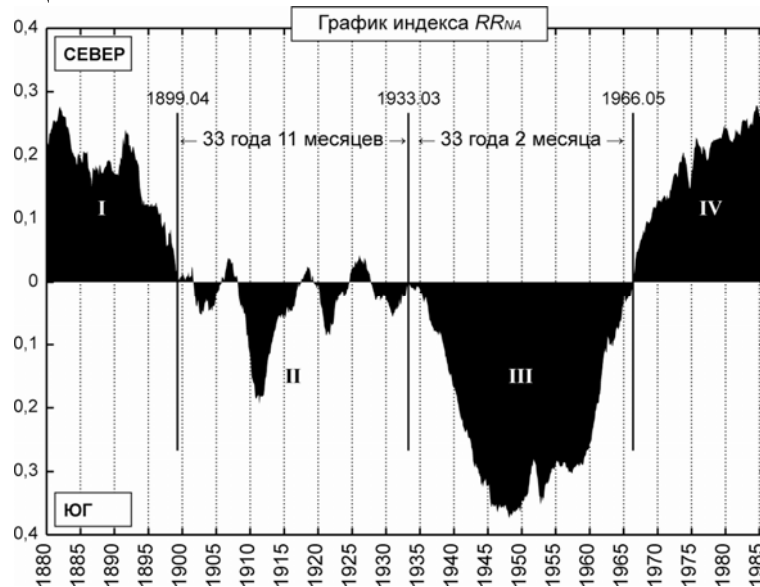
$$\mathbf{RR}_{i,j}^S = \left(1 - \Theta(\varepsilon^X - \|\vec{X}_i - \vec{X}_j\|)\right) \cdot \Theta(\varepsilon^S - \|\vec{x}_i^S - \vec{x}_j^S\|), \quad i, j = 1 \dots K,$$

где временные ряды пятнообразования: $\{\vec{X}\}$ — Солнца в целом, $\{\vec{x}^N\}$ — по северному полушарию, $\{\vec{x}^S\}$ — по южному полушарию; n — длина всех временных рядов; $\varepsilon^X = \varepsilon^N = \varepsilon^S = 0,1$.

Затем по каждой диаграмме была вычислена мера (2) в сдвигаемом окне для эпох $T \equiv T_w^w$: $RR^N(T) = RR(\mathbf{RR}^N, T)$, $RR^S(T) = RR(\mathbf{RR}^S, T)$. Размер окна 22 года 11 месяцев был подобран по общесолнечному ряду. Полученные ряды RR^N и RR^S подставляются в классическую формулу (1):

$$RR_{NA}(T) = \frac{RR^N(T) - RR^S(T)}{RR^N(T) + RR^S(T)}, \quad (5)$$

которая и дает нам индекс рекуррентной асимметрии. Отдельные меры RR^N и RR^S показывают, насколько динамика полушарий не соответствует динамике Солнца в целом. Соответственно, индекс $RR_{NA}(T)$ количественно показывает, какое именно полушарие в эпоху T проявляет поведение, наиболее несоответствующее поведению всего Солнца в целом. Положительные значения индекса относятся к северному полушарию, отрицательные к южному. Если $RR_{NA}(T) = 0$, то оба полушария ведут себя подобно. Индекс RR_{NA} удобно анализировать на площадочном графике (см. рис.), где верхняя половина графика соответствует северному полушарию, нижняя южному полушарию; каждая точка оси абсцисс — начало эпохи шириной 22 года 11 месяцев.



I, II, III, IV — основные зоны асимметрии.

Продолжительность зон II (33 года 11 месяцев) и III (33 года 2 месяца) очень близка.

Зона II является аномальной, и сама состоит из набора подзон.

4. Итоги и обсуждение

Предложен индекс рекуррентной асимметрии пятнообразования Солнца RR_{NA} , анализ графика которого позволил выделить четыре основных крупномасштабных зоны, для двух из которых получена оценка их продолжительности. Основное отличие индекса RR_{NA} от NA и LOS в том, что предложенный учитывает данные по Солнцу в целом.

Основной вопрос, который ставят полученные результаты, — можно ли говорить об обнаружении цикла асимметрии пятнообразования Солнца с периодом ~ 33 – 34 года? Проверить это можно было бы, реконструировав среднемесячные данные асимметрии хотя бы до 1860 года (т.к. ожидаемая начальная эпоха зоны I должна быть около 1865 года).

Литература

1. *S. Newcomb*. On the period of the solar spots // *Astrophysics Journal*. — 1901. — № 13. — С. 1–14.
2. *E.W. Maunder*. Note on the distribution of sunspots in heliographic latitude, 1874 to 1902 // *Monthly Not. of the Royal Astron. Society*. — 1904. — № 64. — С. 747–761.
3. *H.W. Newton, A.S. Milsom*. Note on the observed differences in spottedness of the sun's northern and southern hemispheres // *Monthly Not. of the Royal Astron. Society*. — 1955. — № 115. — С. 398–404.
4. *Н.В. Золотова*. Синхронизация пятнообразования южного и северного полушарий Солнца // Диссертация на соискание ученой степени кандидата наук. — 2007. — Санкт-Петербург, СПбГУ.
5. *M. Carbonell, J. Terradas, R. Oliver, J.L. Ballester*. The statistical significance of the North-South asymmetry of solar activity revisited // *Astronomy and Astrophysics*. — 2007. — № 476 (2). — С. 951–957.
6. *D.I. Ponyavin, N.V. Zolotova*. Cross Recurrence Plots Analysis of the North-South Sunspot Activities // *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity: Proceedings of the Intern. Astron. Union*. — 2004. — 141–142.
7. *N.V. Zolotova, D.I. Ponyavin*. Phase asynchrony of the north-south sunspot activity // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — № 449. — С. L1–L4.
8. *J.P. Zbilut, A. Giuliani, C.L. Webber Jr*. Detecting deterministic signals in exceptionally noisy environments using cross-recurrence quantification // *Physics Letters A*. — 1998. — № 246 (1–2). — С. 122–128.
9. *N. Marwan, M.C. Romano, M. Thiel, J. Kurths*. Recurrence plots for the analysis of complex systems // *Phys.Rep.* — 2007. — № 438. — С. 237–329.
10. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>
11. *J.-P. Eckmann, S.O. Kamphorst, D. Ruelle*. Recurrence Plots of Dynamical Systems // *Europhysics Letters*. — 1987. — № 5. — С. 973–977.
12. *J.P. Zbilut, C.L. Webber Jr*. Embeddings and delays as derived from quantification of recurrence plots // *Physics Letters A*. — 1992. — № 171(3–4). — С. 199–203.
13. *M.C. Romano, M. Thiel, J. Kurths, W. von Bloh*. Multivariate recurrence plots // *Physics Letters A*. — 2004. — № 330 (3–4). — С. 214–223.

ОСОБЕННОСТИ КРУПНОГО СОЛНЕЧНОГО СОБЫТИЯ 23 ИЮЛЯ 2002 г.: МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ

Кичигин Г.Н.¹, Мирошниченко Л.И.², Сидоров В.И.^{1,3}, Язев С.А.^{1,3}

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск*

²*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк*

³*Астрономическая обсерватория ИГУ, г. Иркутск*

PECULIARITIES OF THE MAJOR SOLAR EVENT OF 23 JULY 2002: SOURCE MODEL FOR ENERGETIC PARTICLES

Kichigin G.N.¹, Miroshnichenko L.I.², Sidorov V.I.^{1,3}, Yazev S.A.^{1,3}

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk*

²*N.V. Pushkov Institute IZMIRAN, Moscow Region, Troitsk*

³*Astronomical Observatory of Irkutsk State University, Irkutsk*

The solar event of 23 July 2002 involving a X4.8/2B flare and a fast halo coronal mass ejection (CME) was remarkable for a number of observational features that remain still unexplained by existing models of magnetic topology, production of accelerated particles, and generation of gamma-radiation. We have carried out a new complex analysis of observation data with regard to the asymmetry of magnetic structures of both the flare and CME, and also to their dynamics near/far from radiation sources in various wavelength ranges.

The analysis enables us to propose a new model for the source of solar energetic particles based on the mechanism of acceleration by vortex electric field near the extended top of a CME erupting coronal loop. Such a mechanism accelerates the particles (ions) up to energies of ~10–100 MeV. The ions seem to have sufficiently soft spectrum (the differential exponent is $\geq 4-5$) that may be important for production of de-excitation gamma-ray lines. Drifting to the base of an erupting arc accelerated ions are confined in a “probkotron” over a strong magnetic field of a sunspot. This confinement region may serve as a source of fast secondary neutrons with the prevailing fan-like velocity distribution. The latter essentially influences the parameters of the gamma-source at energy of 2.223 MeV (neutron capture line).

Солнечная вспышка 23 июля 2002 г. (балл X4.8/2B) имела далеко не идеальные для наблюдений гелиокоординаты (S13, E72). Однако она привлекла к себе широкое внимание исследователей (см., например, специальный выпуск *Astrophys. J. Lett.*, V.595, 2003), поскольку для неё впервые удалось получить изображения источников в рентгеновском излучении (50–100 кэВ) и в гамма-диапазоне (300–6500 кэВ) с высоким угловым разрешением [1]. При этом центроид источника для линии 2.223 МэВ (линия дейтерия) оказался смещенным относительно положения источника рентгеновского излучения 0.3–0.5 MeV на $20'' \pm 6''$. Далее, в [2, 3] с привлечением оптических и других сопутствующих данных были построены модели магнитных конфигураций и динамики данного события. Из результатов [2] следовало, в частности, что хромосферные уярчения вспышки, удаленные на 110 тыс. км от активной области (АО), через эруптивные корональные

арки оказались сопряженными с источником гамма-излучения в линии 2.223 МэВ, локализованном вблизи сильного магнитного поля АО (рис.1, слева).

Кроме того, можно отметить следующие особенности источников излучения в линии H_{α} , линии 2.223 МэВ и в диапазоне 100–150 кэВ. Световая кривая удаленных H_{α} -уярчений хорошо коррелирует со световой кривой гамма-источника в линии 2.223 МэВ и опережает последнюю на 60 с [2]. Жесткий рентгеновский источник не совпадает ни с гамма-центроидом в линии 2.223 МэВ, ни с эмиссионным H_{α} -узлом, расположенным в пятне, в течение всего события. При этом гамма-центроид в течение ~20 минут был расположен в непосредственной близости от данного H_{α} -узла эмиссии. Эти особенности, а также известная по другим крупным событиям [3, 4] асимметрия корональных арок в составе вспышечной эрупции позволили интерпретировать удаленные H_{α} -уярчения и H_{α} -узел эмиссии в пятне как хромосферные основания корональных арок быстрого выброса коронального вещества (ВКВ).

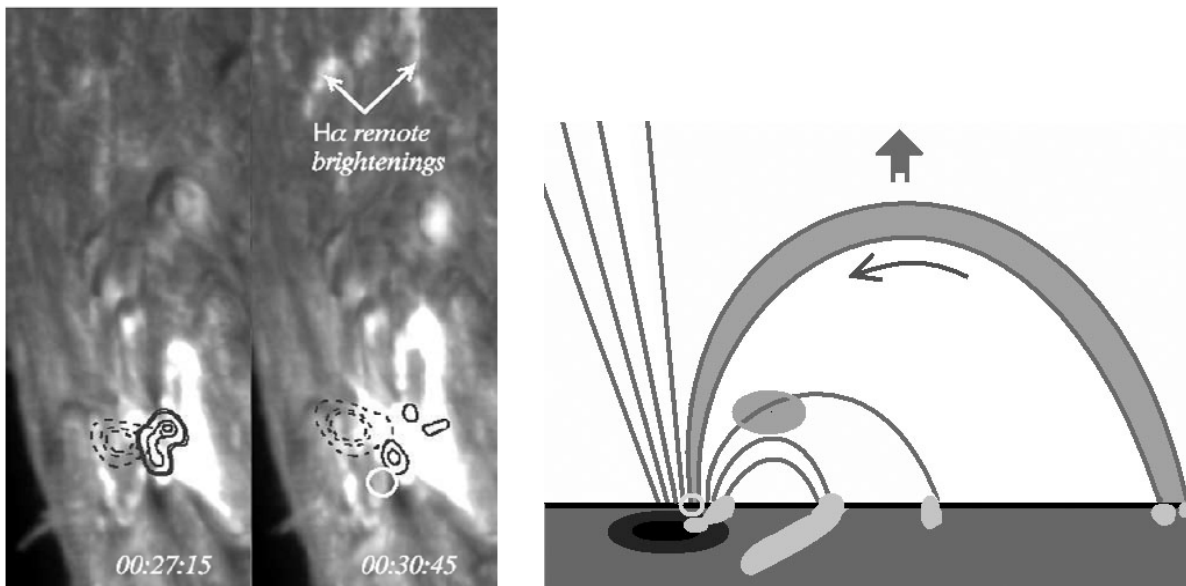


Рис. 1. Изображения вспышечного события 23 июля 2002 г. (слева) по данным *BBSO* и *RHESSI* [2]. H_{α} -фильтрограммы показаны в градациях серого. Восток – слева, север – вверху. Прерывистый контур соответствует источнику 12–20 кэВ, сплошной контур – источнику 100–150 кэВ, белым кружком показан центроид гамма-источника в линии 2.223 МэВ. Белыми стрелками обозначены удаленные H_{α} -уярчения вспышки. Левая панель – импульсная фаза события, центральная – момент сразу после максимума в жестком рентгеновском излучении.

Справа – топологическая схема события. Ниже лимба показано солнечное пятно и хромосферная эмиссия, выше лимба – открытые силовые магнитные линии, исходящие из пятна, вспышечные петли, соединяющие хромосферные ленты. Серым тоном показаны эруптивные магнитные арки; в их левом основании обозначен центроид источника излучения 2.223 МэВ (белый кружок). Направление электрического поля показано горизонтальной стрелкой.

Отметим, что на орбите Земли не удалось уверенно отождествить энергичные протоны от вспышки 23 июля 2002 г. Тем не менее, надо упомянуть, что накануне исследуемого события на восточном лимбе ($\sim S13, E90$) произошла вспышка балла X3.3/- (с началом в 21:04 UT 20 июля). Вспышка сопровождалась гало ВКВ, при этом на орбите Земли 23 июля наблюдалось небольшое протонное событие с максимумом в 10:25 UT. Его амплитуда не превышала $28 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ при энергии протонов $>10 \text{ МэВ}$ [6]. Обычно это возрастание приписывают вспышке 20 июля. Вместе с тем, нельзя исключить, что имела место суперпозиция потоков протонов от обеих вспышек. Из-за сильно удаленного к востоку расположения обеих вспышек и наличия двух быстрых ВКВ однозначная интерпретация протонного возрастания затруднена. Добавим также, что, согласно гипотезе [5], ускорение ионов в исследуемом событии происходило на уровне хромосферы, причем положительные ионы ускорялись по направлению к фотосфере. В таком случае выход протонов в гелиосферу невозможен.

Авторы [7] обратили внимание ещё на одну из особенностей исследуемой вспышки, а именно: соотношения потоков её гамма-излучения в различных линиях от возбуждённых ядер (в отличие от линии захвата нейтрона 2.223 МэВ) [8] оказались в противоречии с ожидаемыми. В стандартной схеме расчёта потоков учитывается вклад в интенсивность линий только от pk - и ak - взаимодействий ускоренных протонов и альфа-частиц с частицами окружающего вещества солнечной атмосферы. Как показали оценки [7], необходимо учитывать также «перекрёстные» взаимодействия между ускоренными и фоновыми ядрами тяжелее гелия. Такие ij - взаимодействия особенно эффективны при достаточно мягком спектре ускоренных частиц (дифференциальный показатель $\geq 4-5$).

Учитывая вышеизложенное, мы предлагаем новую модель источника ускоренных частиц, которая, по-видимому, даёт объяснение многим наблюдательным особенностям события. Нами рассмотрен вариант ускорения ионов в объеме корональных арок ВКВ вихревым электрическим полем. Генерация поля происходит в результате быстрого (за время 4–10 минут) падения тока, $I \sim 10^{12} \text{ А}$, который течёт в корональных арках [5] от удаленных H_{α} -уярчений к центроиду гамма-источника и замыкается через фотосферу (рис.1, справа). Вихревое электрическое поле вблизи вершины арки (источник ускорения) по нашим оценкам достигает значений $E = 0.1-1.0 \text{ В/см}$.

Вследствие продольного градиента магнитного поля (МП) над пятном (в нижней короне) питч-углы ускоренных частиц становятся близкими к 90° , и ионы, не попавшие в конус потерь, проводят здесь основное время жизни. Эту область можно считать местом удержания ускоренных частиц. Концентрация вещества в этой области, вследствие попадания в арку плазмы волокна, достигает 10^{12} см^{-3} [5]. Из-за продольного градиента МП концентрация должна быть существенно выше, и этого достаточно для протекания ядерных реакций между ускоренными в короне ионами и фо-

новой плазмой. Выход протонов в гелиосферу возможен при отражении от магнитной «пробки» пятна.

Предполагаемая область удержания ускоренных частиц должна обладать рядом интересных особенностей: а) она расположена над сильным МП пятна в компактном основании корональных арок быстрого ВКВ; б) ускоренные частицы (~ 30 МэВ) будут иметь преимущественно питч-углы, близкие к 90° ; в) распределение скоростей энергичных ионов и вторичных нейтронов в этой области – веерообразное (параллельно фотосфере); г) в пятне локализован яркий узел H_α -эмиссии. При этом положение источника гамма-излучения в линии 2.223 МэВ в общем случае не совпадает с ярким H_α -узлом. Как следствие модели, гамма-источник в линиях возбуждения должен совпадать с областью взаимодействия (удержания) ускоренных частиц, а источник нейтронов вблизи лимба оказывается более эффективным, чем на диске.

Таким образом, в настоящей работе на основе результатов анализа комплекса данных мы предлагаем новую топологическую модель и новый сценарий события 23 июля 2002 г. При этом мы опираемся на гипотезу ускорения частиц (ионов) в корональных арках быстрого ВКВ до энергий $\sim 10\text{--}100$ МэВ с достаточно мягким спектром (показатель $\geq 4\text{--}5$).

Работа выполнена при поддержке: РФФИ (гранты 07-02-01405, 08-02-92208, 09-02-98511), Программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 4 и ОФН-16, грантов Президента Российской Федерации (НШ-8499.2006.2, НШ-4573.2008.2), гранта Минобразования 2.2.3.1./198, государственного контракта № 02.740.11.0576.

Литература

1. *Hurford G.J., Schwartz R.A., Krucker S., et al.* (in all 6 authors). First gamma-ray images of a solar flare. *Astrophys. J.* V. 595. L77–L80, 2003.
2. *Yurchyshyn V., Wang H., Abramenko V., et al.* (in all 5 authors). Magnetic Field, H_α , and RHESSI Observation of the July 23, 2002 Gamma-Ray Flare. *Astrophys. J.* V.605. P. 546–553, 2004.
3. *Sidorov V.I., and Yazev S.A.* Large Solar Flares and Coronal Mass Ejections: Their Manifestations in the Chromosphere. *Geomagnetism and Aeronomy (Special Issue 2)*. V.49, № 8. P.1076-1079, 2009.
4. *Сидоров В.И., Язев С.А.* Топологическая модель солнечного события, включавшего вспышку и корональный выброс массы 19 октября 2001 года. *Космические исследования*, том. 46, № 4. С. 329–335, 2008.
5. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* Корональные магнитные арки. *Успехи физических наук*. Т. 178, № 11, С.1166-1204, 2008.
6. NOAA, Boulder, Co., USA: <http://www.swpc.noaa.gov/ftplib/indices/SPE.txt>
7. *Kuzhevskij B.M., Gan W.Q., and Miroshnichenko L.I.* The role of nuclei-nuclei interactions in the production of gamma-ray lines in solar flares. *Chinese J. of Astronomy and Astrophysics*. V.5, № 3. P. 295-301, 2005.
8. *Smith D.M., Share G.H., Murphy R.J. et al* (in all 6 authors). High-Resolution Spectroscopy of Gamma-Ray Lines from the X-Class Solar Flare of 23 July, 2002. *Astrophys. J. Lett.*, 595, L81, 2003.

О ПРИРОДЕ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОГО СКЕЙЛИНГА MDI-МАГНИТОГРАММ

Князева И.С.¹, Каримова Л.М.², Макаренко Н.Г.^{1,2}

¹Главная Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург,

²Институт Математики, Алма-Ата, Казахстан

ABOUT MULTIFRACTAL SCALE OF MDI MAGNITOGAMS

Knyazeva I.S.¹, Karimova L.M.², Makarenko N.G.^{1,2}

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St-Petersburg, Russia,

²Институт Математики, Алма-Ата, Казахстан

Recently several authors have reported about statistical scale invariance of MDI data. There are two possible reasons of multifractal scaling of photosphere magnetic field. The first one is fully developed turbulence. The second is heavy tails of magnetic data statistics, as a universal feature of high contrast images.

В последнее время для предсказания солнечных вспышек в ряде работ предлагается использовать масштабные (скейлинговые) свойства магнитограмм [1, 2]. Эвристические соображения, основанные на большом магнитном числе Рейнольдса, указывают на возможность сценария полностью развитой турбулентности в солнечных магнитных полях [3]. В этом случае следует ожидать проявления свойств статистической масштабной инвариантности, которые можно обнаружить с помощью так называемого мультифрактального спектра [4]. Предполагается, что характеристики спектра меняются незадолго до вспышек. Следует заметить, что в теории речь идет о турбулентности на масштабах $\sim 10^2$ км. Однако, доступные наблюдаемые масштабы на MDI-магнитограммах (SOHO) на порядок больше. Поэтому, фактически, можно говорить лишь о крупномасштабных «следах» исходного скейлинга [5]. Мы обсуждаем здесь альтернативное объяснение мультифрактального скейлинга магнитограмм.

Оценки мультифрактального спектра для цифровых изображений вызывают большие трудности, связанные с дискретным характером носителя и большой изменчивостью контраста [4]. Поэтому спектры, приведенные в ряде работ, имеют форму, далекую от канонической [1, 6]. Один из лучших вариантов оценки спектра [7] позволяет избежать преобразования Лежандра и основан на двух выражениях:

$$f(q) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\sum_i \mu_i(q, \varepsilon) \lg(\mu_i(q, \varepsilon))}{\lg \varepsilon}$$

$$\alpha(q) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\sum_i \mu_i(q, \varepsilon) \lg(P_i(q, \varepsilon))}{\lg \varepsilon}$$

Здесь:

- $f(q)$ – мультифрактальный спектр,
- $q \in [-\infty, +\infty]$ – вес статистических моментов,
- $P_i(\varepsilon)$ – вероятностная (Борелева) мера на масштабе ε
- $\alpha(q)$ – Гельдеровский показатель регулярности меры $\mu_i(q, \varepsilon)$, вычисленной на масштабе ε , с нормированными статистическими моментами: $\mu_i(q, \varepsilon) = P_i^q(\varepsilon) / \sum_j P_j^q(\varepsilon)$.

Для *MDI*-магнитограммы Борелева мера $P_i(\varepsilon)$ вычисляется обычно как суммы «уровней серого» в малой окрестности каждого пиксела. Напомним, что уровень серого в каждом пикселе кодирует величину B_z компоненты напряженности магнитного поля по лучу зрения.

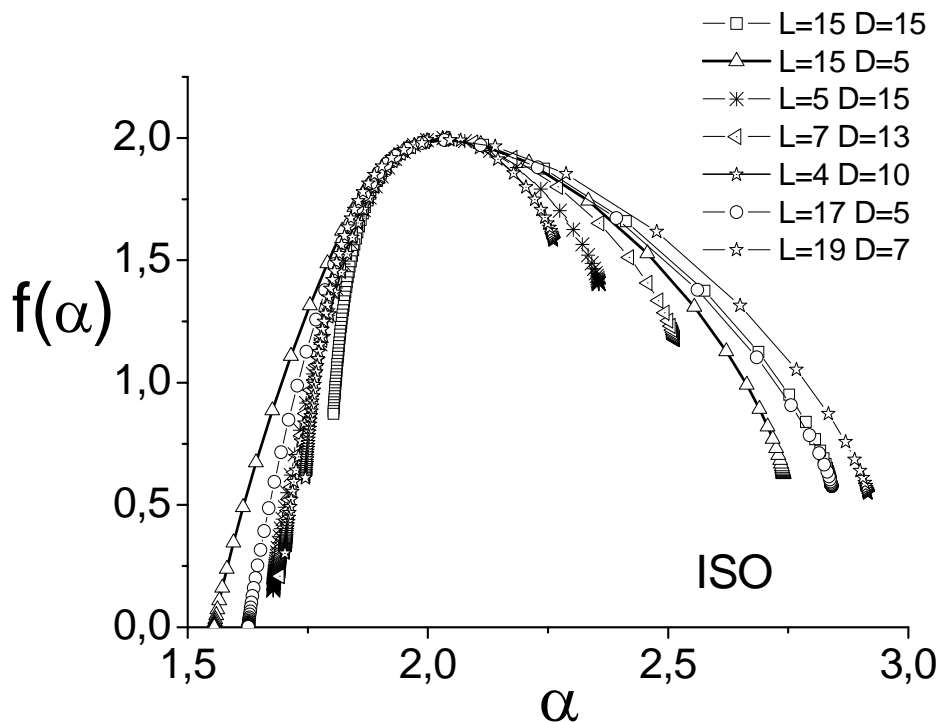


Рис. 1. Мультифрактальные спектры для «фона». Параметр D – порог для оценки емкости, L – масштаб окрестности.

Однако, большая вариабельность поля не позволяет уверенно выделить «инерционный диапазон», т.е. интервал масштабов, на котором можно оценить $f(\alpha)$ по наклонам графиков $f(q)$ и $\alpha(q)$, построенных в двойном логарифмическом масштабе. Для того чтобы избежать эту трудность, мы предложили использовать вместо меры $P_i(\varepsilon)$ – емкости Шоке[8], которые не аддитивны, но сохраняют свойство монотонности. В принципе существуют три варианта емкостей: максимальное (минимальное) значение

«уровня серого» в малой окрестности пиксела или число пикселей в окрестности, не различимых относительно заданного порога. На Рисунке 1 приведены спектры, полученные с помощью упомянутой последней емкости для фрагмента 500×500 пикселей MDI магнитограммы вне Активной Области (АО). Спектры имеют каноническую выпуклую вверх форму.

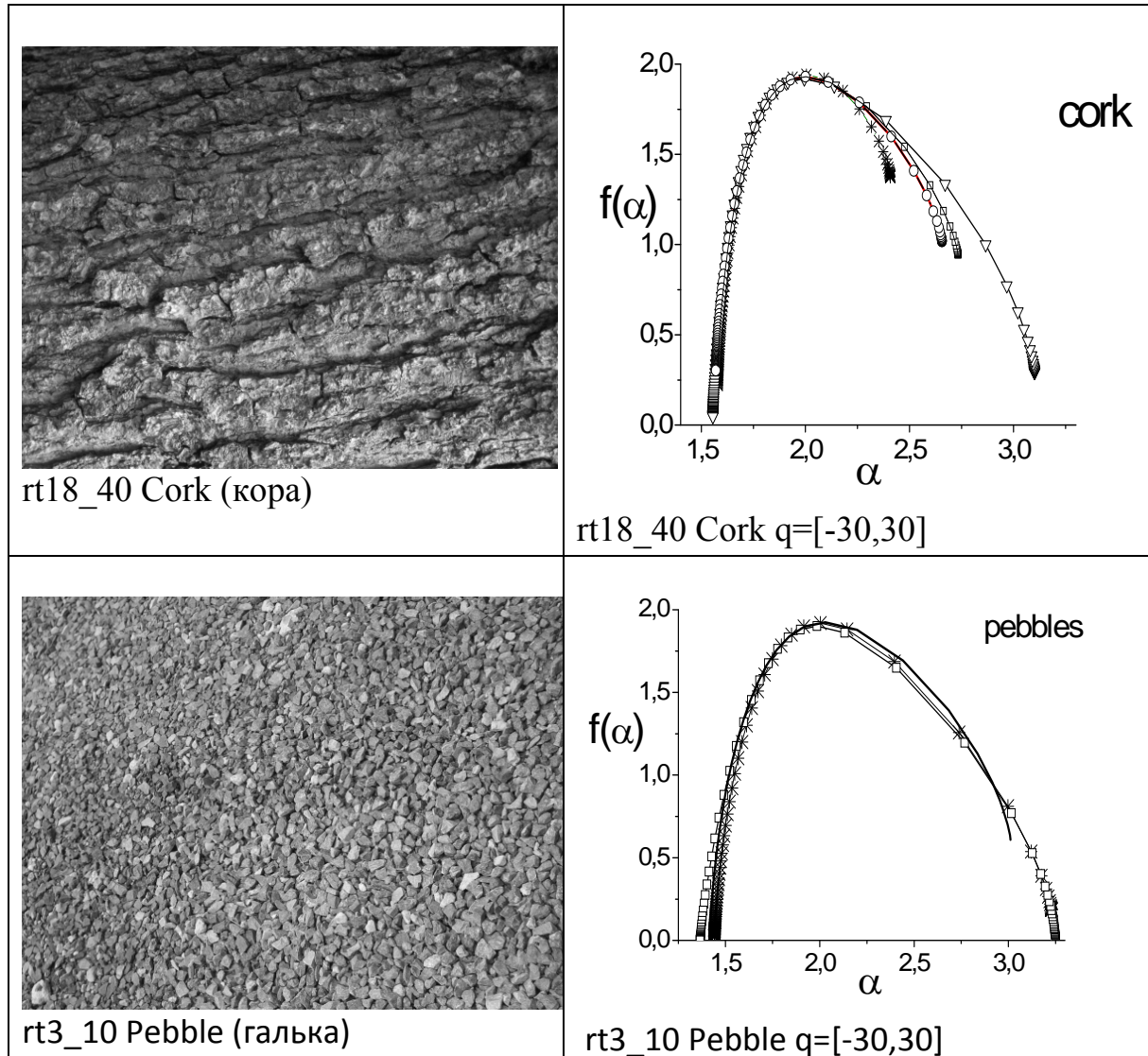


Рис. 2. Изображения и их спектры для коры пробкового дерева (вверху) и гальки (внизу).

Следует заметить, однако, что полностью развитая турбулентность не является единственным источником обнаруженного скейлинга. Оказывается, что все высококонтрастные цифровые изображения природных сцен обладают мультифрактальными свойствами, природа которых до конца не выяснена [9]. Статистика отсчетов таких изображений имеет ярко выраженные особенности [10, 11]: большой эксцесс и тяжелые хвосты. Мы использовали базу данных цифровых природных изображений [12] и оценили для некоторых из них мультифрактальные спектры. В качестве примера

на рисунке 2 приведены фрагменты изображений коры пробкового дерева и гальки вместе с полученными для них мультифрактальными спектрами. Видно, что спектры коры и гальки имеют каноническую, выпуклую вверх, форму. Мы использовали дополнительно и другой способ получения спектров, предложенный в недавней работе [13] и основанный на обобщенной версии детрендного анализа. Полученные спектры аналогичны приведенным выше.

Выводы

Мы указываем на две возможные причины происхождения мультифрактального скейлинга в фотосферных магнитных полях. Первая связана с существованием полностью развитой турбулентности. Вторая может быть проявлением универсальных свойств высококонтрастных цифровых изображений природных ландшафтов.

Литература

1. *Abramenko V, Yurchyshyn V.*, *Astrophys. J.*, 2010, **722**, 122.
2. *Kestener P. et al.*, *Astrophys. J.*, 2010, **717**, 995.
3. *McAtee R.J.*, arxiv.org/abs/0909.536v1.
4. *Макаренко Н.Г., Князева И.С.*, *Прикладная Нелинейная Динамика* 2009, **17**.С.1984.
5. *Kosovichev A.G.*, *The Origin and Dynamics of Solar Magnetism. Symposium, Bern, SUISSE (21/01/2008)*, 2009, 144, 175.
6. *McAtee R.J. et al.*, *Astrophys. J.*, 2005, **631**, 628.
7. *Chambra A.B., Jensen R.V.*, 1989, *Phys.Rev.Let.*62 ,1327.
8. *Н.Г. Макаренко, Круглун и др.* *Исслед. Земли из Космоса*, 2008, **3**. С.18.
9. *Turiel A, Parga N.*, *Neural Computational*, 2010, **12**, 763.
10. *Huang J., Mumford D.* *Statistics of natural images and models // Proc. of the ICCV. 1999. № 1. 541.*
11. *Huang J.* *Statistics of natural images and models. Doctor Thesis. Brown Univ. Doctor Thesis. Brown University. 2000.*
12. *The Image database* <http://www.cfar.umd.edu/users/fer/website-texture/texture.htm>.
13. *Gao-Feng Gu, Wei-Xing Zhou* [arXiv:1005.0877v2](https://arxiv.org/abs/1005.0877v2) 8 Jun 2010.

РЕЖИМЫ НАГРЕВА И «ИСПАРЕНИЯ» ПЛАЗМЫ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 05.07.2010

Ковалев В.А.¹, Вальчук Т.Е.¹, Ишков В.Н.¹,

Костюченко И.Г.², Савченко М.И.³, Чариков Ю.Е.³

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

²*Физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва, Россия*

³*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

REGIMES OF HEATING AND «EVAPORATION» OF PLASMA DURING SOLAR FLARE 05.07.2010

Kovalev V.A.¹, Valchuk T.E.¹, Ishkov V.N.¹,

Kostuchenko I.G.², Savchenko M.I.³, Charikov Yu.E.³

¹*Pushkov N.V. Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio wave
Propagation Russian Academy of Sciences, Troitsk, Russia*

²*Physico-Chemical Institute. Karpov L.Ya., Moscow, Russia*

³*Ioffe A.P. Physico-Technical Institute, St. Petersburg, Russia*

Averaged data of KORONAS-PHOTON count rate in 9 channels of soft (SXR) (1.7–16.9) keV and a one channel of hard (HXR) (> 20 keV) X-ray were used to determine the nonlinear nature of flare energy. The flare 5 July 2009, X-ray class S2.7 was analyzed. Differential method of analysis previously proposed by one of the authors allowed to find accelerated and slowed down regimes compared with regime of exponential law in temporary flow profile SXR, HXR, temperature and emission measure on the phases of its growth and decay. The new effect (the modified Newpert effect) is discovered: a maximum HXR flux coincides with the maximum derivative of the emission measure. This means, that increase in emission measure is determined mainly by flows of accelerated particles, generating a stream of HXR. On the base of the energy balance the observed effects are associated with the nonlinear nature of the sources of heating and cooling.

Вопрос о природе солнечных вспышек до сих пор остается дискуссионным. Задача нестационарного нагрева хромосферы в импульсной фазе решается путем численного расчета переходных процессов для гидродинамического отклика (см., например, [1]). Однако за решениями сложных систем уравнений могут быть упущены отдельные важные эффекты. В частности, характер нагрева вспышечной плазмы в значительной степени зависит от нелинейности объемного источника. Информацию о нагреве можно получить из наблюдений мягкого рентгеновского излучения (SXR), формируемого в результате тормозного излучения электронов горячей плазмы. Отвлекаясь от конкретного механизма солнечной вспышки, поставим вопрос о выяснении функционального вида источника нагрева.

Соответствующее исследование проведено для ряда длительных вспышек разной мощности [2]; проанализированы усредненные данные

наблюдений мягкого рентгеновского излучения (SXR, GOES). Использован дифференциальный метод, обоснованный в [3]. С помощью логарифмической производной $H(t) = u_t'/u$ показано, что имеет место разделение вспышечного процесса $u(t)$ на интервалы, отличающиеся разными неэкспоненциальными $H(t) \neq \text{const}$ режимами нагрева и охлаждения. Условно считалось, что режим быстрый, если $|H(t)|$ возрастает, и медленный, если $|H(t)|$ уменьшается.

В данной работе обсуждаемая программа продолжена и расширена на исследование поведения меры эмиссии во время вспышки 05.07.2009, которая произошла в высокоширотной группе пятен активной области AR 11024, образовавшейся 03.07.2009 в центральной зоне видимого солнечного диска (S25E16L246). На дату 05.07 площадь группы пятен была 170 м.д.п. и достигла пика своей вспышечной активности, произведя вспышку рентгеновского балла C2.7/SF в центральной зоне видимого солнечного диска (S27W02) с началом 07.07 UT и максимумом 07.13 UT. Интенсивность излучения в диапазоне мягкого рентгена (1–8)Å, $E = (12.5–1)$ кэВ в максимуме развития достигла величины $2.7 \cdot 10^{-6}$ Вт·м⁻², и полная выделенная энергия в том же диапазоне достигла $9.5 \cdot 10^{-4}$ Дж.

На рис. 1 представлены исходные данные КОРОНАС-ФОТОН [4] и сглаженные по методике, описанной в [5], данные потока F_{SXR} мягкого рентгена в диапазоне (1.7–16.9) кэВ. Расчет температуры T и меры эмиссии EM проведен согласно [6]. По поведению $H(t)$ видно, что профили состоят из интервалов быстрого и медленного роста, быстрого и медленного спада и квазиэкспоненциального «хвоста» с пульсациями.

Нагрев до максимальной температуры ~ 17 МК (450 с) двухступенчатый: быстрый начальный процесс (< 300 с) сменяется медленным (300–450) с. Последующее охлаждение (> 450 с) происходит в три этапа: быстрое (450–500) с, медленное (500–600) с и по закону, близкому к экспоненциальному (> 600 с). Изменения потока F_{SXR} «квазисинхронны» с изменениями $T(t)$. Быстрый (< 300 с) и медленный (300–470) с рост F_{SXR} . Спад F_{SXR} быстрый в интервале (470–550) с и медленный в интервале (550–700) с. Сложная взаимосвязь меры эмиссии и температуры представлена «гистерезисом» – зависимостью $(\lg T - 0.5 \lg EM)$ (рис. 2). Из рис. 3 следует, что быстрое возрастание меры эмиссии EM (< 400 с) сменяется на ее медленный рост (400–550) с. Запаздывание максимума EM (550 с) относительно максимума T (450 с) связывается с запаздыванием отклика плазмы на нагрев магнитной трубки потоками тепла и ускоренных частиц, вызывающих «испарение» хромосферы. Быстрый рост EM (< 400 с) продолжается даже во время медленного нагрева вспышечной плазмы (> 300 с). В интервале (400–550) с происходит медленный рост EM . Последующий спад EM (> 550 с) происходит в три этапа: быстрый (550–600) с, медленный (600–700) с и квазиэкспоненциальный (> 700 с).

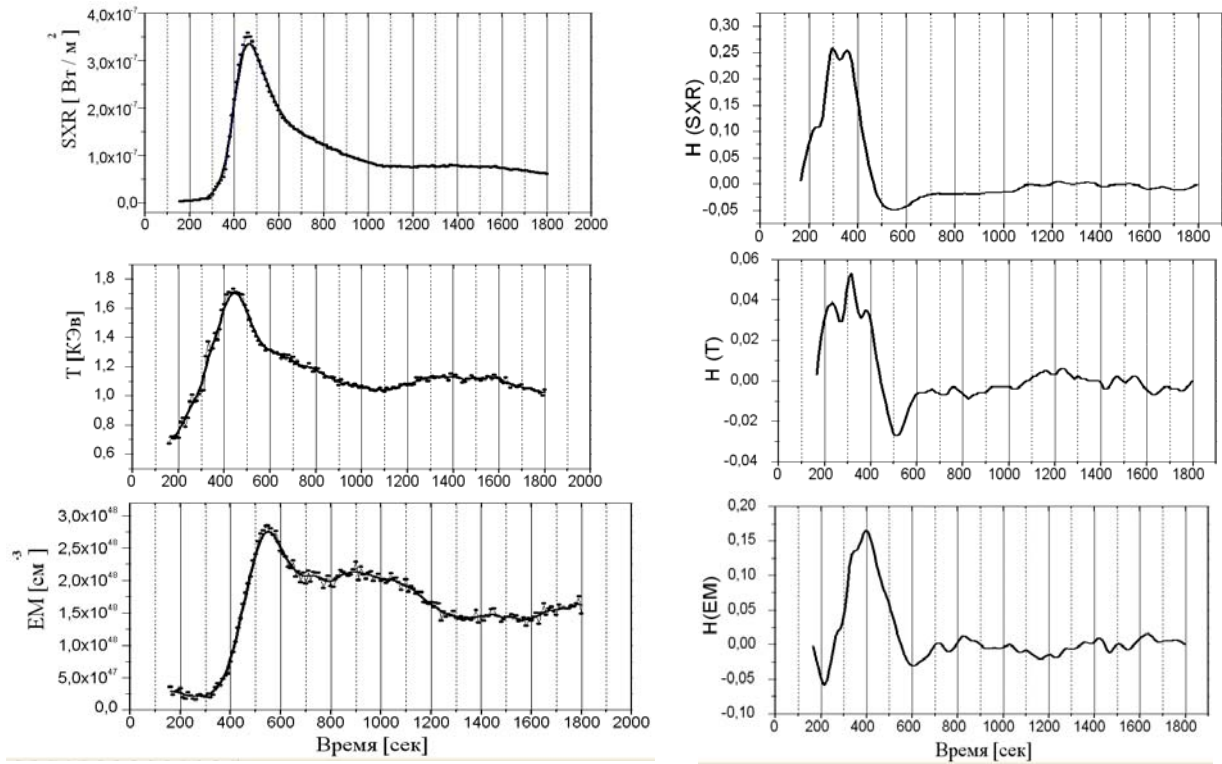


Рис. 1.

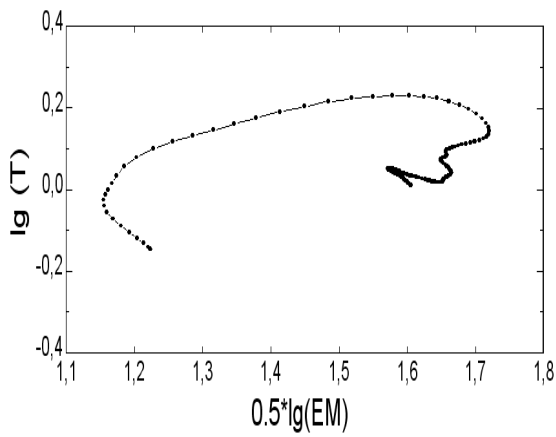


Рис. 2.

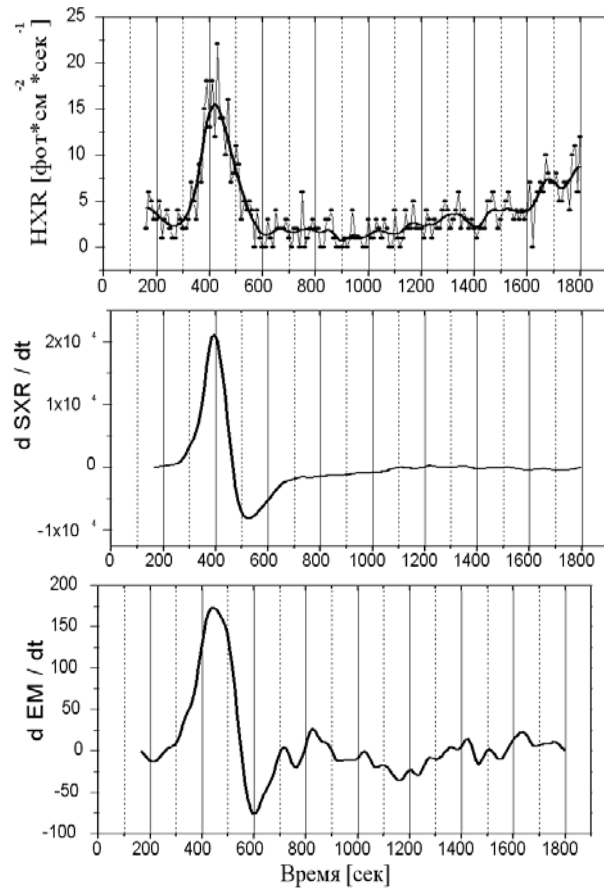


Рис. 3.

Наличие жесткого рентгена (HXR) как в начале вспышки, так и на фазе спада потока указывает на одновременный нагрев плазмы (SXR) и ускорение частиц даже на затухающей части вспышки. Рост F_{HXR} также происходит в два этапа: быстрый (< 350 с) сменяется на медленный (350–420) с.

Установлено, что максимум жесткого рентгена совпадает не только с максимумом производной от F_{SXR} (известный эффект Нойперта), но и с максимумом производной меры эмиссии. Смысл состоит в том, что возрастание меры эмиссии определяется потоком ускоренных частиц, генерирующих HXR и вызывающих «испарение» хромосферы.

На основе энергетического баланса наблюдаемые эффекты связываются с нелинейным характером источников и диссипативных процессов. Ускоренный нагрев с ростом $H(t)$ (начальная стадия режима с обострением [7]) может быть обеспечен объемным вспышечным источником вида $\sim T^b$, $b > 1$. Переход к замедленному режиму с уменьшением $H(t)$ происходит благодаря диссипации. В случае охлаждения из-за радиационных потерь $\sim -n^2 L(T)$, где $L(T) \sim T^a$ – известная немонотонная функция. Поскольку $n^2 \sim EM \sim T^c$, необходимо $c + a > b$.

Литература

1. *Tsuneta S.*, *Astrophys.J.*, 1996, v. 456, p. 840.
2. *Биленко И.А., Ковалев В.А.*, Письма в АЖ, 2009, т.35, №11, с.873.
3. *Ковалев В.А., Ковалев И.В.*, *Нелинейный мир*, 2009, №12, с.918.
4. *Котов Ю.Д. и др.*, *Астрономический вестник*, 2010. в печати.
5. *Тимашев С.Ф.* Фликкер-шумовая спектроскопия: информация в хаотических сигналах. М.: Физматлит, 2007.
6. *Солнечно-земная физика*, под ред. Кузнецова В.Д., М.: Физматлит, 2009.
7. *Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А.*, *Нестационарные структуры и диффузионный хаос*, М.: Наука, 1992.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ С УЗКОПОЛОСНЫМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОМ ФИЛЬТРОМ

Кулагин Е.С.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

PRINCIPAL RESULTS OF OBSERVATIONS WITH NARROW-BAND TUNABLE FILTER

Kulagin E.S.

Pulkovo Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia

The observations with narrow-band tunable filter set on the Horizontal Solar Telescope at Pulkovo were made during several years. The preliminary monochromator in this filter is double monochromator with subtraction of dispersions and the final band of transmission is forming by tunable Fabry-Perot interferometer. The filter allows to receive filtergrams with the very narrow-band of transmission and allows using the 2D-spectroscopy method. For example, the FWHM for HeI 10830Å line was 0,24Å.

The principal results observations are:

1) The maps of the large-scale Doppler velocities on the solar disk in the HeI 10830Å line were obtained with low spatial resolution. The statistical comparison with maps of the longitudinal magnetic fields of the Kitt Peak observatory shows that the strong magnetic field areas ($H > 100\text{Gs}$) correspond only to the positive velocities, regardless of the field sign. Three outflow areas are observed on the solar disk: an equatorial and two polar ones. The estimation shows that 4% of the total mass outflow from the upper chromosphere is sufficient to produce the fast solar wind;

2) The observation of the importance 3B/M7.1 flare on September, 23, 1998 in the HeI 10830Å line has given many of the data for supposition that, in the course of development of the flare, the injection of plasma into the expanding magnetic arcade took place. The injection has defined the principal emissive picture of the flare.

Выполнен многолетний ряд наблюдений с Узкополосным перестраиваемым фильтром, установленным на Горизонтальном солнечном телескопе Пулковской обсерватории. Предварительным монохроматором в этом фильтре является двойной монохроматор с вычитанием дисперсий, а окончательную полосу пропускания формирует сканирующий интерферометр Фабри-Перо [1, 2]. Фильтр позволяет получать фильтрограммы с уникально узкими полосами пропускания. Так, полуширина полосы пропускания в линии HeI 10830Å составляла – в разные годы – от 0,24Å до 0,30Å. Благодаря узкой полосе пропускания фильтр позволил применить перспективный метод двумерной (фильтовой) спектроскопии. Запись фильтрограмм производилась с помощью ПЗС-матрицы ST-6 фирмы SBIG. Для получения из нескольких фильтрограмм карт лучевых скоростей и магнитных полей В.В. Куприяновым были созданы по исходным данным автора специальные компьютерные программы.

Основными, по мнению автора, являются следующие два результата:

- I. Получены – с низким пространственным разрешением – карты лучевых скоростей на всем диске Солнца по линии HeI 10830Å. Показана тесная связь крупномасштабных лучевых скоростей в верхней хромосфере с магнитными полями;
- II. Наблюдения солнечной вспышки балла 3В/М7.1 за 23 сентября 1998 года в линии HeI 10830Å дали много оснований предположить, что основная эмиссия вспышки и ее перемещение по солнечной поверхности происходили вследствие инжекции плазмы в расширяющуюся магнитную аркаду.

Ниже излагаются эти два результата более подробно.

I. При получении фильтрограмм всего диска Солнца в качестве объектива телескопа использовалась небольшая линза. В этом случае весь солнечный диск помещался в небольшое поле зрения фильтра. Угловое разрешение фильтрограмм после усреднения 3×3 пиксела было около $45''$. Полуширина полосы пропускания фильтра составляла $0,30\text{Å}$. Компьютерная карта лучевых скоростей получалась из пяти фильтрограмм, записанных в пределах контура линии HeI 10830Å. Для приведения фильтрограмм к “плоскому полю” получались еще пять фильтрограмм в тех же длинах волн. При этом входное отверстие фильтра освещалось прямыми солнечными лучами. На Рис. 1 приведены изображения диска Солнца на дату 4 июня 2002 года.

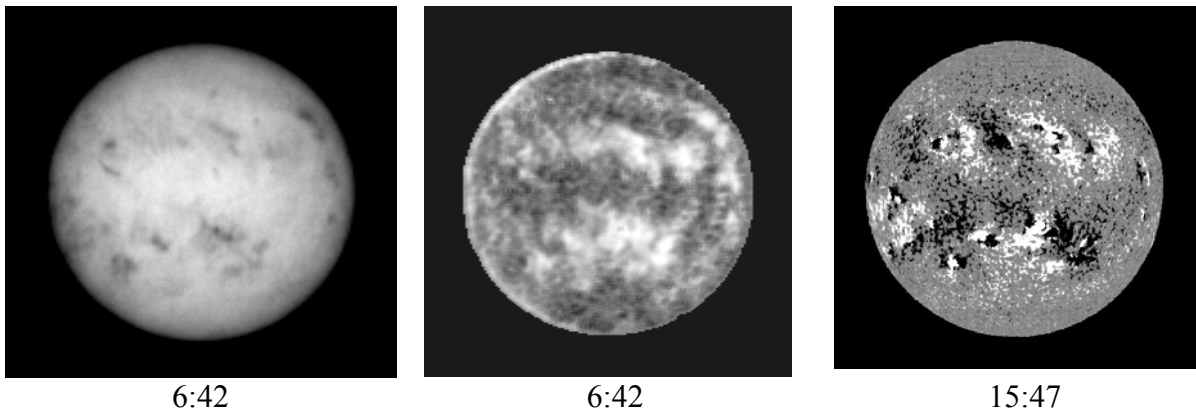


Рис. 1.

Здесь слева приведена фильтрограмма, полученная в центре линии гелия. Это третья из пяти фильтрограмм, использованных для получения карты лучевых скоростей.

Карта лучевых скоростей показана в центре. На ней снято вращение Солнца. При вычислении лучевой скорости в каждом пикселе за нулевую лучевую скорость принималась лучевая скорость всего диска Солнца. Положительные лучевые скорости (от наблюдателя) показаны белым цветом,

отрицательные – черным. Малым лучевым скоростям соответствует серый цвет. Максимальные отрицательные и положительные скорости достигают -8 км/с и $+5$ км/с, соответственно.

Карта фотосферного продольного магнитного поля обсерватории Китт-Пик приведена справа.

На диске Солнца наблюдаются три области подъема: экваториальная и две полярные. Активным областям соответствуют зоны опускания плазмы, особенно сильного в активных областях и в факельных полях [3].

Проведено статистическое сравнение в центральной зоне солнечного диска ($3/4$ площади диска) лучевых скоростей и продольных магнитных полей. Результат такого статистического сравнения показан на Рис. 2.

В крупномасштабных структурах с относительно слабым магнитным полем ($|H_{\parallel}| < 100$ Gs) наблюдается весь возможный диапазон лучевых скоростей, от -8 км/с до $+5$ км/с. Крупномасштабным областям сильного магнитного поля ($|H_{\parallel}| > 100$ Gs) соответствуют только положительные скорости, независимо от знака поля [4]. Эти результаты согласуются с исследованием лучевых скоростей в избранных участках поверхности Солнца, выполненным в линии $H\text{Ca}^+$ сканированием изображения щелями магнитографа-тахометра [5].

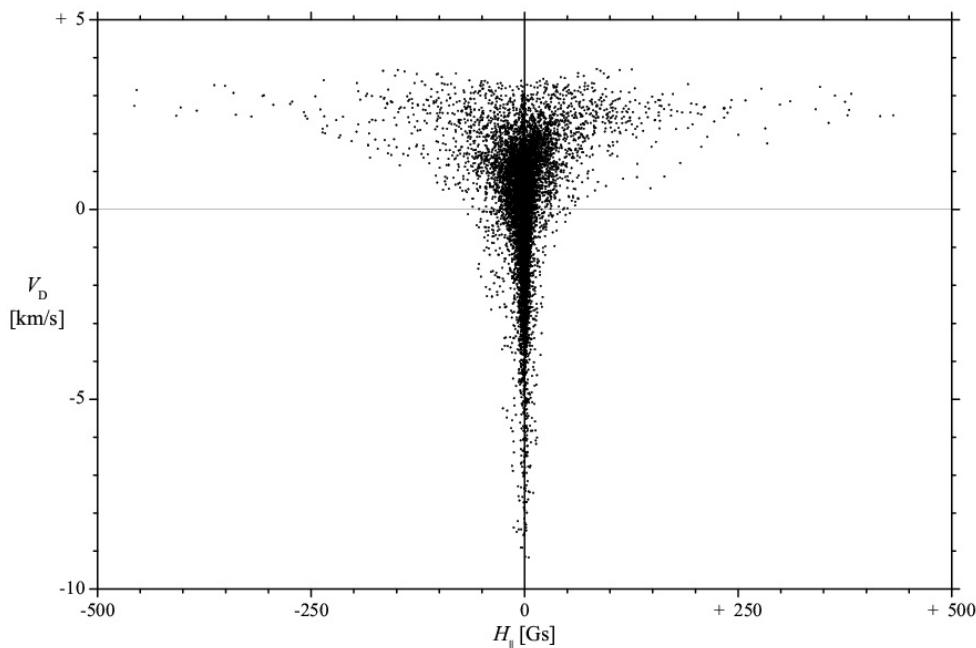


Рис. 2.

Произведено сравнение всего потока массы, поднимающегося в крупномасштабных структурах на диске Солнца и потока массы во всем высокоскоростном солнечном ветре. Эта оценка показывает, что 4% потока массы, поднимающегося в крупномасштабных структурах достаточно для образования высокоскоростного солнечного ветра [3].

II. Наблюдения мощной солнечной вспышки балла 3В/М7.1 23 сентября 1998 года в линии HeI 10830Å с привлечением других наблюдений дали основания утверждать, что основная эмиссия вспышки и ее динамика происходили вследствие инъекции плазмы в расширяющуюся магнитную аркаду [6, 7]. Плазма распространялась по аркаде и “обжигала” хромосферу, перемещаясь по ее поверхности. Эти основания следующие:

1) общее основание аркады и основную зону эмиссии вспышки соединяли арки, хорошо видимые в импульсной фазе вспышки в линии гелия;

2) форма переднего фронта эмиссии совпадала по положению и форме в линиях с большим различием чувствительности по температуре, от 2×10^4 в линии HeI 10830Å до 2×10^6 в линии FeXII 195Å (космическая обсерватория "Грассе");

3) до главной фазы вспышки в линии гелия более ярким был передний фронт перемещающейся основной эмиссионной зоны вспышки, после главной фазы - задний фронт эмиссии.

Полуширина полосы пропускания фильтра составляла здесь 0,24Å.

Есть также основания предположить, что инъекции плазмы в расширяющуюся магнитную аркаду происходила из нижних слоев атмосферы Солнца. За 46 минут до начала вспышки была получена небольшая карта магнитных полей по линии SiII 10827Å. В месте общего основания аркады, в заливе полутени основного пятна, наблюдался участок слабого, а с учетом низкого пространственного разрешения карты (3"), вероятно, – инверсного фотосферного продольного магнитного поля по сравнению с окружающими частями активной области.

Исследования этой вспышки показали важность наблюдений вспышек в линии HeI 10830Å. Эта линия удачно заполняет температурный пробел в районе 2×10^4 К между хромосферными линиями видимого диапазона и линиями крайнего ультрафиолета. Линия гелия наблюдается в тонком оптическом слое и позволяет просматривать солнечную атмосферу от короны до фотосферы, что важно для рассмотрения всей структуры вспышечного явления в температурном интервале нейтрального гелия.

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

Литература

1. Кулагин Е.С. Кинематика и физика небесных тел. Т.8. 1992. С.24.
2. Kulagin E.S. Solar Phys. V.188, 1999. P.81.
3. Kulagin E.S. Koupryanov V.V. Solar Phys. V.219. 2004, P.79.
4. Kulagin E.S. Koupryanov V.V. Proceeding IAU Symposium № 223, 2004, P.637.
5. Степанов В.Е. Известия КрАО. Т.23.1960. С.184.
6. Kulagin E.S. Pappushev P.G., Chuprakov S.A. Proceeding IAU Symposium № 223, 2004, P.639.
7. Кулагин Е.С. Труды IX Пулковской международной конференции “Солнечная активность как фактор космической погоды”. С.-Петербург. 2005, С.527.

ОСОБЕННОСТИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ (КПП) МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗНЕСЁННЫХ УЧАСТКАХ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

Куприянова Е.Г.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}, Шибасаки К.³

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

²ФГНУ «Научно-исследовательский Радиофизический Институт»,

Нижний Новгород, Россия

³Радиообсерватория Нобеяма, Минамисаку, Нагано, Япония

FEATURES OF QUASI PERIODICAL PULSATIONS (QPP) OF MICROVAWE EMISSION FROM SPATIALLY DISTANCED PARTS OF SOLAR FLARE

Kupriyanova E.G.¹, Melnikov V.F.^{1,2}, Shibasaki K.³

¹Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, Saint-Petersburg, Russia

²Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

³Nobeyama Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan

Spatially resolved properties of quasi-periodical pulsations (QPP) of microwave emission of solar flare on 3 July 2002 are studied using data from Nobeyama Radioheliograph (NoRH). This flare reveals QPP with the frequency drift from smaller to larger periods ($P \approx 20$ to 30 s) during decay phase of the flare. Methods of auto-, cross-correlation, Fourier and wavelet analysis are used for detailed study of time profiles of radio emission from different parts of the flaring region. It is shown that QPP with frequency drift ($dP/dt \approx 11$ s/min) are spread widely over the flaring region. Besides there are places where period drifts twice slower as well as places where QPP have stable periods $P \approx 20$ s and $P \approx 30$ s. It is worth to note that QPP with period $P \approx 30$ s are localized in the loop body, whereas QPP with $P \approx 20$ s are localized in the surrounding area.

Введение

Квазипериодические пульсации (КПП) вспышечного радиоизлучения с периодами от нескольких секунд до нескольких минут интересны их возможной связью с фундаментальными физическими процессами во вспышках: энерговыделением, магнитными пересоединениями, термодинамическими и МГД осцилляциями, ускорением частиц и др. [1].

Наблюдения интегрального потока всего Солнца на одиночном радиотелескопе в Радиообсерватории Метсахови на 22 и 34 ГГц выявили высокочастотные ($Q > 100$) КПП с периодом от 0.5 с до 10 с и положительным или отрицательным частотным дрейфом [2]. Они были интерпретированы на основе модели электрического LCR-контура [3, 4].

В работе [5] из анализа интегрального потока вспышки 3 июля 2002 г., зарегистрированного Радиогелиографом Нобеяма (NoRH) на 17 ГГц, были обнаружены низкочастотные ($Q \approx 16$) КПП с дрейфом периода от $P \approx 20$ с до $P \approx 30$ с. Целью данной работы является детальное изучение простран-

ственной структуры этих КПП по микроволновым наблюдениям на радиогелиографе NoRH с высоким угловым (5'' на 34 ГГц и 10'' на 17 ГГц) разрешением.

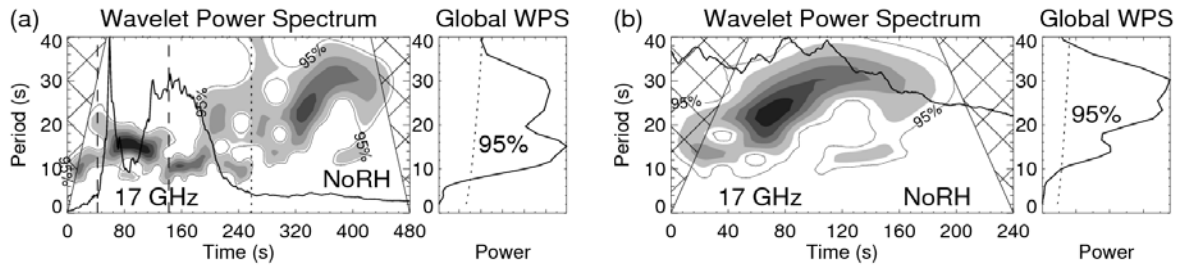


Рис. 1. Вспышка 03.07.02, 02:09:12–02:17:12 UT, NoRH, 17 ГГц. **(а)** Динамический вейвлет спектр модулированного сигнала $\Delta_\tau(t)$, $\tau = 15$ с и наложенный на него нормированный временной профиль интегрального сигнала (correlation plot) $F(t)$. Правая панель представляет интегральный вейвлет спектр $\Delta_\tau(t)$. **(б)** Увеличенный вейвлет спектр КПП от 02:13:30 до 02:17:30 UT.

Наблюдения и обработка данных

Вспышка 3 июля 2002 г. состояла из двух импульсных пиков, в течение которых произошли основные процессы энерговыделения и ускорения частиц, и одного плавного пика, на заключительной фазе всплеска (Рис. 1а). Интересующие нас КПП с частотным дрейфом в сторону больших периодов были обнаружены во временном профиле этого плавного пика (Рис. 1б) [5].

Для детального изучения пространственной структуры этих КПП на каждый момент времени от 02:13:40 до 02:17:10 UT с интервалом 1 с по данным NoRH на 17 ГГц построены радиокарты вспышечной области (Рис. 2). Вспышечная область разделена на 225 боксов, образующих матрицу размером 15×15 . Для каждого бокса данные обработаны идентичным образом. Получена интегральная по боксу интенсивность радиоизлучения $F(t)$ (параметр Стокса I). Профили $F(t)$ сглажены методом бегущего среднего по временным интервалам τ , заведомо большим, чем ожидаемые периоды КПП. Таким образом, получена низкочастотная компонента сигнала $F^{sm}(t)$. Высокочастотная компонента выделена вычитанием низкочастотной компоненты из исходного сигнала

$$F^{hf}(t) = F(t) - F^{sm}(t). \quad (1)$$

Затем получен модулированный сигнал

$$\Delta_\tau(t) = F^{hf}(t) / F^{sm}(t). \quad (2)$$

Для каждого бокса временные ряды $\Delta_\tau(t)$ анализируются методами вейвлет (Морле), автокорреляционного, кросскорреляционного и Фурье анализа.

Результаты анализа

Основным результатом данного исследования является то, что удалось локализовать в пространстве ранее найденные КПП [5], уточнить их

характеристики и установить взаимосвязи между ними. В частности, получено, что КПП с дрейфом периода широко распространены по всей вспышечной области. Вместе с тем, имеются участки с постоянными периодами: КПП с $P \approx 30$ с наблюдаются вблизи центров радиояркости, а $P \approx 20$ с — на периферии вспышечной области.

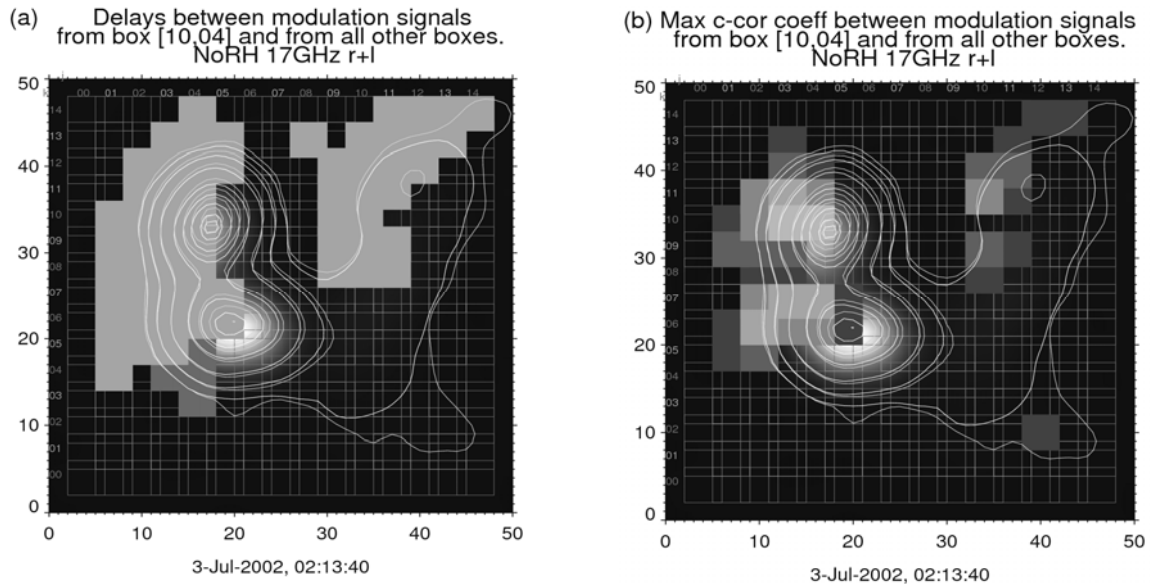


Рис. 2. Радиокарты вспышечной области (параметр Стокса I). Контуры показывают уровни интенсивности от максимального (F_{max}) до $0.1 F_{max}$ на моменты времени $02^h 15^m 20^s$ (светло-серый) и $02^h 16^m 10^s$ (серый). Бокс [10,04] соответствует северному радиоисточнику. (а) Светло-серым цветом выделены боксы, радиоизлучение в которых находится в фазе с боксом [10,04], тёмно-серым — боксы с фазовым сдвигом $\varphi \approx 2P \approx 60$ с относительно него. (б) Максимальные значения кросскорреляционных функций R_{max} между боксом [10,04] и остальными боксами. Градации от светло-серого к тёмно-серому соответствуют значениям R_{max} от 1 до 0.5.

Кросскорреляционный анализ показал, что область слева от ярких радиоисточников характеризуется синфазными КПП (Рис. 2а) и максимальными значениями коэффициентов корреляции (Рис. 2б). Справа от ярких радиоисточников тоже высвечивается область синфазных КПП, но интенсивность радиоизлучения в ней менее 3% от максимального значения. Получено, что КПП, видимые на временном профиле интегрального сигнала (Рис. 1б), генерируются и в южном, и в северном радиоисточнике. Но дрейф периода в северном радиоисточнике либо в два раза меньше, чем в южной части вспышечной области, либо отсутствует.

Обсуждение

Рассмотрим две гипотезы происхождения спектральной компоненты с дрейфом периода. Согласно первой гипотезе, КПП с дрейфом периода связаны с медленными магнитозвуковыми (ММЗ) волнами. Период второй гармоники ММЗ волн определяется формулой [1]

$$P = 2L/sV_s \approx 6.7L/\sqrt{T} \quad (3)$$

Здесь P — период колебаний, L — длина петли, $s = 2$ — номер гармоники, V_s — скорость звука, T — кинетическая температура плазмы в петле. Дрейф периода вызван понижением кинетической температуры во вспышечной петле на заключительной фазе вспышки. Согласно проведенным измерениям длины петли, $L \approx 2 \cdot 10^9$ см. Поэтому дрейф периода от $P \approx 20$ с к $P \approx 30$ с соответствует уменьшению температуры от $T \approx 4.5 \cdot 10^7$ К до $T \approx 2 \cdot 10^7$ К, что согласуется с измерениями изменения температуры по мягкому рентгеновскому излучению (данные GOES).

Согласно второй гипотезе, пульсации связаны с радиальной (“sausage”) или изгибной (“kink”) БМЗ модами. Дрейф обусловлен испарением хромосферной плазмы во вспышечную петлю. Вследствие увеличения плотности плазмы происходит уменьшение фазовой скорости (V_{ph}) БМЗ волн

$$V_{ph} \propto V_A = B / \sqrt{4\pi m_p n} \quad (4)$$

и, следовательно, увеличение периода (P) КПП

$$P = 2L / V_{ph} \propto Ln^{0.5} / B \quad (5)$$

Здесь V_A — альвеновская скорость, B — напряжённость магнитного поля, m_p — масса протона, n — концентрация плазмы, L — длина петли. Для объяснения наблюдаемого изменения периода КПП необходим рост плотности плазмы в 2.4 раза.

Для проверки этих гипотез, помимо детального анализа пространственных характеристик КПП с дрейфом периода, необходимо сделать измерение параметров петли и плазмы в ней (T , n , L) с привлечением независимых рентгеновских данных.

В заключение отметим, что обнаруженное сложное распределение спектральных компонент во вспышечной области свидетельствует о том, что при исследовании КПП явно недостаточно ограничиваться анализом только интегрального потока радиоизлучения. Распределение спектральных компонент во вспышечной области (в частности, одновременная локализация КПП с периодом $P \approx 30$ с внутри петли, а КПП с периодом $P \approx 20$ с на её периферии) позволяет предположить, что модель однородной силовой трубки в данном случае неприменима.

Работа выполнена при поддержке Гос. программы «Кадры» № 02.740.11.0246, № Р683/20.05.2010, Программы РАН «Солнечная активность и солнечно-земные связи», грантов РФФИ № 08-02-92228, 09-02-00624-а, 09-02-90448-Укр_ф_а и НШ-3645.2010.2.

Литература

1. Nakariakov, V.M., Melnikov, V.F. // Space Sci. Rev. V.149, P.119, 2009.
2. Зайцев В.В., Степанов А.В. // УФН, Т.51, С.1123, 2008.
3. Zaitsev, V.V. et al. // Astron. Astrophys. 337, 887, 1998.
4. Khodachenko, M.L. et al. // Space Sci. Rev. V.149, P.83, 2009.
5. Kupriyanova E.G. et al. // Solar Physics, 2010 (DOI: 10.1007/s11207-010-9642-0).
6. Inglis, A.R., Nakariakov, V.M. // Astron. Astroph. V.493, P.259, 2009.
7. Torrence, C., Compo, G. P. // Bull. Amer. Meteor. Soc. V.79, P.61, 1998.

ОСОБЕННОСТИ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Лейко У.М.

*Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко,
Киев, Украина, leiko@observ.univ.kiev.ua*

PARTICULAR QUALITIES OF THE NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY

Leiko U.M.

*Astronomical observation of Kiev national Taras Shevchenko university
Kiev, Ukraine, leiko@observ.univ.kiev.ua*

There are investigated time series of monthly sunspots area and solar mean magnetic field by spectral analysis. It is shown that cyclic period of absolute index of north-south asymmetry is shortly than cyclic period of solar activity. It is caused by phase shift activity on northern and southern hemispheres

Цикличность солнечной активности является глобальным процессом, охватывающим все Солнце. В первом приближении процессы солнечной активности проявляются почти одинаково и в северном, и в южном полушариях. Однако детальные исследования различных индексов солнечной активности по полушариям обнаруживают иногда значительные отличия их временных и пространственных изменений – северо-южную асимметрию солнечной активности.

При изучении вышеуказанного явления используется как абсолютный, так и нормированный индексы северо-южной асимметрии (NSA).

Абсолютный индекс NSA представляет собой простую разницу индексов солнечной активности северного и южного полушарий

$$NSA = A_N - A_S$$

Ньютон и Милсом в 1955 г. [4] предложили для исследования северо-южной асимметрии использовать нормализованный индекс NSAn

$$NSAn = \frac{A_N - A_S}{A_N + A_S}$$

Особенности северо-южной асимметрии, ее причины, целесообразность использования абсолютного или нормализованного индекса обсуждаются исследователями (см. ссылки в работе [2]).

В представленной работе изложены исследования индексов северо-южной асимметрии по рядам среднемесячных значений площади солнечных пятен на временном интервале 1874–2010 гг. (<http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/sunspot>) и измерений общего магни-

тного поля Солнца (ОМПС), выполненных в Станфордской обсерватории в 1975–2010 гг. (<http://WSO.Stanford.edu>).

ОМПС, характеризующее Солнце как звезду, является интегрированным по видимому диску Солнца значением продольной компоненты крупномасштабного поверхностного магнитного поля Солнца [1]. По сути, это преобладание потока одной из полярностей – разность потоков N- и S- полярностей магнитного поля. Т.е., мы имеем измеренный абсолютный индекс (а не вычисленный!) северо-южной асимметрии.

Исследования цикличности ОМПС обнаружили, что его цикл активности короче длины циклов, определенных по числам Вольфа. Длина 21 и 22 циклов, определенная по расстоянию между экстремумами циклических кривых модуля ОМПС, равна соответственно 9.8 и 9.5 лет.

На рис. 1 приведен ход суточных значений ОМПС – абсолютного измеренного индекса NSA, на рис. 2 – циклические изменения абсолютного NSA и нормализованного NSAn индексов, вычисленных по рядам среднемесячных значений площади солнечных пятен.

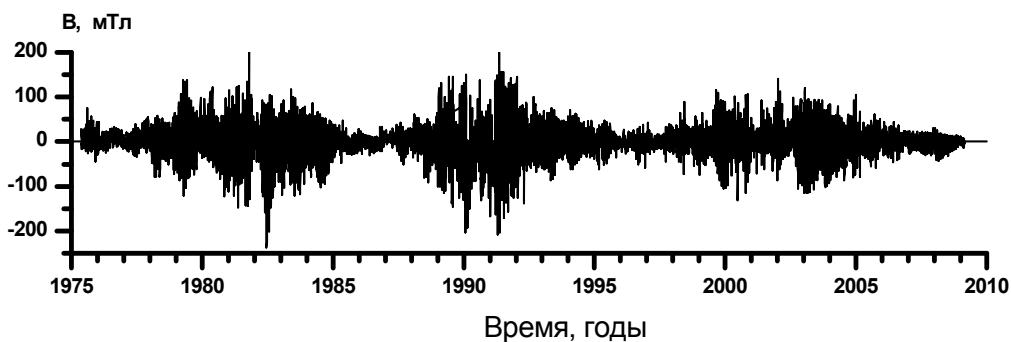


Рис. 1. Ход суточных значений напряженности В общего магнитного поля Солнца (ОМПС, Станфордский ряд, 1975–2010 гг.).

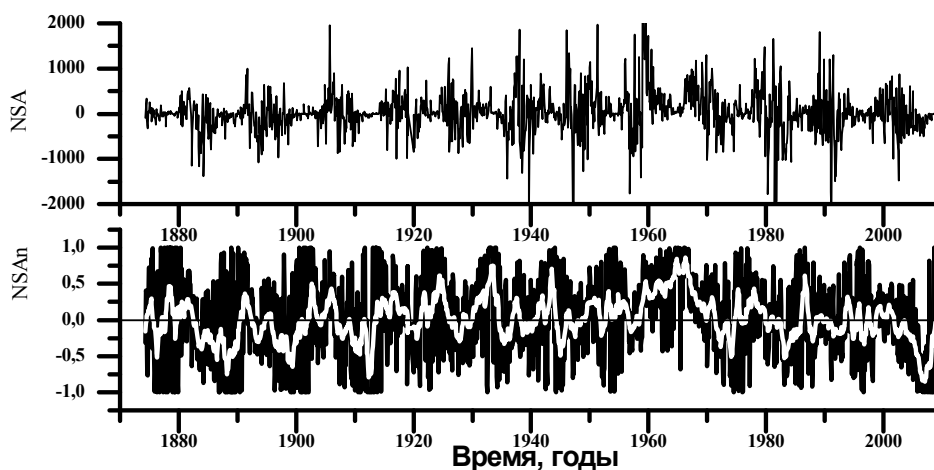


Рис. 2. Ход абсолютного (NSA, *верхняя панель*) и нормализованного (NSAn, *нижняя панель*) индексов асимметрии, вычисленных по рядам среднемесячных значений площади солнечных пятен. Белая линия на нижнем графике – сглаживание по 13 точкам.

Видно, что знакопеременные, модулированные циклом солнечной активности кривые абсолютных индексов NSA на рис. 1 и верхней панели рис. 2 имеют подобный характер в течение последних трех циклов. Белая линия на нижней панели рис. 2 получена в результате сглаживания по тринадцати точкам нормализованного индекса NSAn среднемесячных значений площади солнечных пятен. Она имеет циклический характер и отображает интервалы преобладания активности в северном (положительные значения) или в южном (отрицательные значения) полушариях. Обращает на себя внимание интервал ~1990–2000 гг., когда цикличность индекса была нарушена, т.е. активность северного и южного полушарий, очевидно, была симметричной.

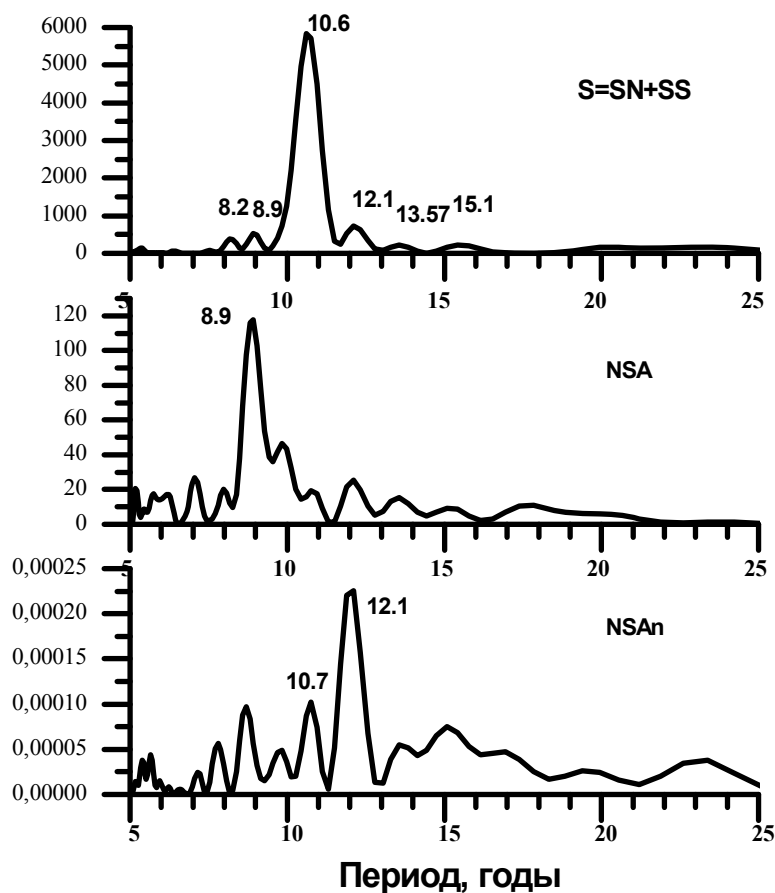


Рис. 3. Спектры мощности в области периодов 5–25 лет временных рядов: среднемесячных значений суммарной по всему диску площади солнечных пятен (верхний график) и абсолютного и нормализованного индексов асимметрии (средний и нижний графики соответственно). Числами обозначено значение некоторых пиков в годах.

На рис. 3 приведены спектры мощности в области периодов 5–25 суток для рядов среднемесячных значений суммарной по всему диску площади солнечных пятен и вычисленных по вышеприведенным формулам абсолютного и нормализованного индексов асимметрии. Пики в этих спектрах имеют одинаковые значения периодов, однако, распределение

мощности – индивидуальное для каждого спектра. Максимальный пик имеет разные значения во всех трех спектрах – 8.9, 10.6 и 12.1 лет (см. рис. 3). Следует отметить, что спектры мощности рядов суммарной площади пятен северного и южного полушарий идентичны спектру мощности ряда суммарной площади солнечных пятен всего диска, и максимальный пик также имеет значение 10.6 лет.

Длительное время асимметрия солнечной активности рассматривалась как доминирование активности в одном из полушарий. Дальнейшие исследования этого явления обнаружили, что активность в одном из полушарий часто опаздывает во времени относительно другого. Наличие фазового сдвига в активности северного и южного полушарий обнаружили авторы работ [3, 5].

Полученный нами результат, следующий из анализа абсолютного и нормализованного индексов асимметрии солнечной активности, очевидно, можно объяснить фазовым сдвигом активности одного полушария относительно другого.

Литература

1. *Котов В.А.* Общее магнитное поле Солнца как звезды // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 1994. – Т. 91. – С. 5–24.
2. *Carbonell M., Terradas J., Oliver R., Ballester J.L.* The statistical significance of the North-South asymmetry of solar activity revisited. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2008. – Astro-phmanuscript no. 0454.
3. *Donner R., Thiel M.* Scale resolved phase coherence analysis of hemispheric sunspot activity^ a new look at the north-south asymmetry. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2007. – Vol. 475. P. L33–L36.
4. *Newton H.W., Milsom A.S.* Note on the observed differences in spottedness of the Sun's northern and southern hemispheres // *Monthly Notice Roy. Astron. Soc.* – 1956. – Vol. 465. – P. 398–404.
5. *Zolotova N.V., Ponyavin D.I.* Phase asynchrony of the north-south sun-spots activity // *Astronomy and Astrophysics*. – 2006. – Vol. 449. P. L1–L4.

СОЗДАНИЕ КАТАЛОГА ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ЗА ПЕРИОД 1853–1861 гг.

Лепшоков Д.Х., Тлатов А.Г.
Кисловодская Горная станция ГАО

CREATION OF THE CATALOGUE OF CHARACTERISTICS OF SUN- SPOTS DURING 1853–1861

Lepshokov D.H., Tlatov A.G.
Kislovodsk mountain astronomical station

On the basis of sunspots sketches according to R. Carrington's catalog [1] numbering of images of sunspots in 1853–1861 is executed. The technique and the computer program for the analysis of images which allowed to allocate sunspots is developed, to measure coordinates, the areas and other parameters, as so umbra area and coordinates. On the basis of this data numbers of characteristics of groups and separate sunspots are created. The analysis of this data is made. In particular speed of rotation of solar atmosphere, the relative area of sunspots umbra are defined.

Введение

В настоящее время наиболее известными данными о характеристиках групп солнечных пятен являются ряды Гринвичской обсерватории, начинающиеся с мая 1874 года. Как правило, до этого момента в качестве характеристики солнечных пятен используют числа Вольфа. При этом ряд характеристик солнечных пятен, прежде всего их координаты, площади и другие геометрические характеристики остаются неизвестными. Вместе с тем ежедневные наблюдения координат групп солнечных пятен позволили Р. Керрингтону [1] и Г. Шпереру [2] установить важный закон развития солнечных циклов активности: в начале 11-летнего цикла солнечной активности большая часть пятен расположена на широтах от 20° до 30° и с развитием цикла смещается к экватору (закон Шперера). Если зависимость широты пятен от времени изобразить на диаграмме, то зоны активности образуют на ней «бабочку Маундера». Помимо этого данные о координатах солнечных пятен позволили Керрингтону и Шпереру примерно в одно и то же время установить дифференциальный характер вращения солнечных пятен.

В нашей работе представлены результаты обработки каталога солнечных пятен Р. Керрингтона [1]. В этом каталоге представлены зарисовки солнечных пятен как ежедневные, так и на нанесенные, на цилиндрическую проекцию поверхности Солнца – синоптические карты.

Зарисовки солнечных пятен охватывают период с 9 ноября 1853 года по 1 апреля 1861 года, или керрингтоновские обороты N 1-99. Этот пе-

риод соответствует эпохам минимума 9-го цикла, а также начала и максимума 10-го цикла активности.

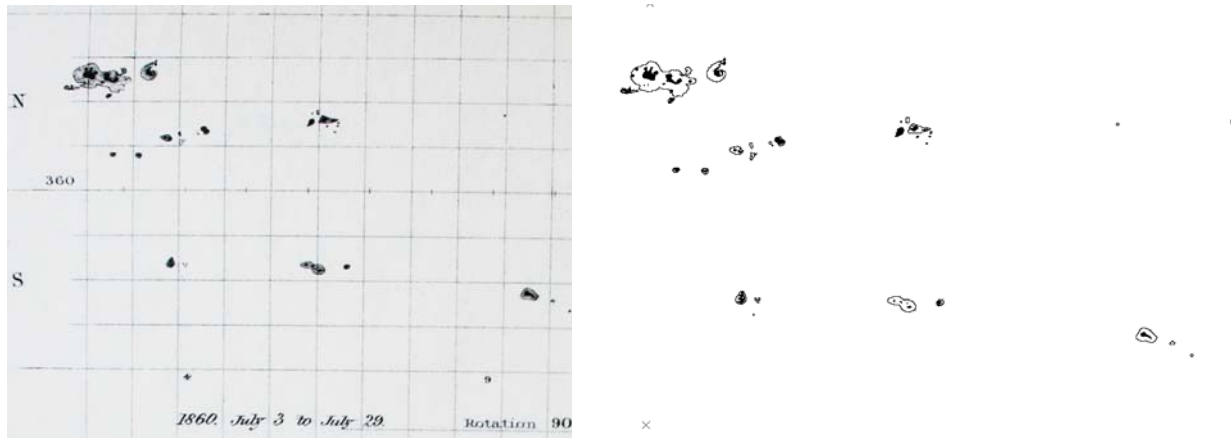


Рис. 1. Слева. Пример части оцифрованной синоптической карты из каталога [1] для синоптического оборота N90 (0.7.1860 г.) с нарисованными на них пятнами. Справа. Результат распознавания и векторизации границ солнечных пятен и их ядер (закрашены темным цветом).

Метод обработки графического материала

В качестве исходных данных мы провели оцифровку каталога в 8-битном режиме градаций серого цвета. Пример изображений зарисовки солнечных пятен представлен на Рис. 1. Далее была разработана методика и осуществлена программная реализация выделения и векторизации элементов активности. Обработка проводилась в полуавтоматическом режиме.

Методика включала следующие этапы.

- 1) Наложение гелиографической сетки. Для этого помечались реперные точки в координатной системе Керрингтона.
- 2) Затем вблизи выбранной группы пятен проводилось вычисление яркости фона изображения. Фон находился по максимуму нормального распределения количества пикселей по яркости.
- 3) По максимуму градиента определялась яркость внешней границы пятна (яркость границы полутени).
- 4) Внутри контура пятна проводилось выделение ядер солнечных пятен.
- 5) В случае захвата ложных областей, например, элементов нанесенной гелиографической сетки, осуществлялось редактирование выделенных областей в ручном режиме.

Данные оцифровки запоминались в векторной форме, что позволяет переносить их на карты другой проекции и проводить анализ по выбранной методике.

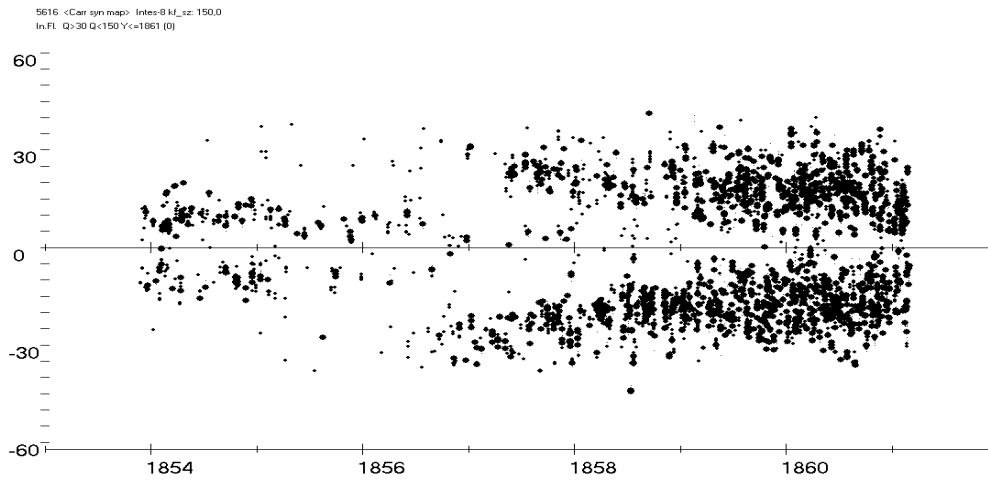


Рис. 2. Широтно-временная диаграмма распределения солнечных пятен.

Результаты обработки

Всего на синоптических картах каталога [1] было выделено 3886 пятен и 1730 ядер солнечных пятен. На рис. 2 представлена широтно-временная диаграмма солнечных пятен. Согласно диаграмме первые пятна 10-го цикла появились в 1854,6 году в северном полушарии и 1855,12 в южном полушарии. Это несколько раньше официально признанного минимума активности в 1856.0 г. Пятна 9-го цикла активности можно проследить в экваториальной области вплоть до начала 1857 года. Таким образом, перекрытие 9–10 циклов составило ~2.4 года. В 10-м цикле южное полушарие имело примерно на 20% большую активность по площади и числу солнечных пятен. Наибольшая асимметрия наблюдалась в период 1857–1859 годов.

На рис. 3 представлены площади солнечных пятен, усредненные за оборот в сравнении с ходом чисел Вольфа.

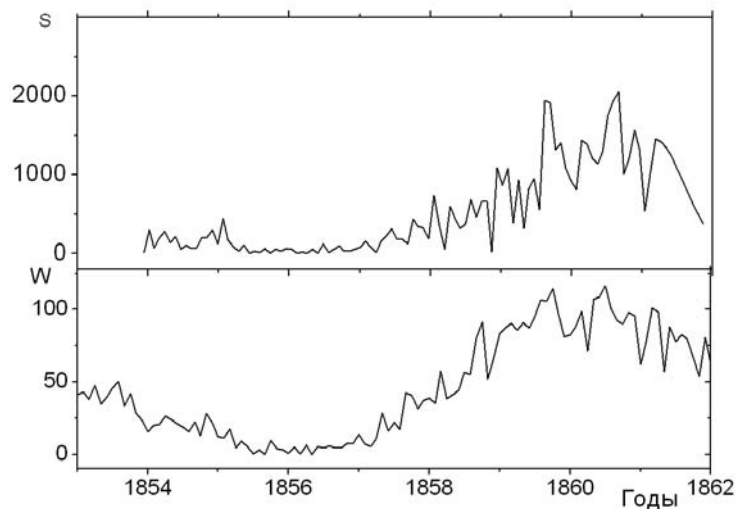


Рис. 3. Вверху. Площадь солнечных пятен, усредненная за один керрингтоновский оборот. Внизу. Среднемесячные значения чисел Вольфа.

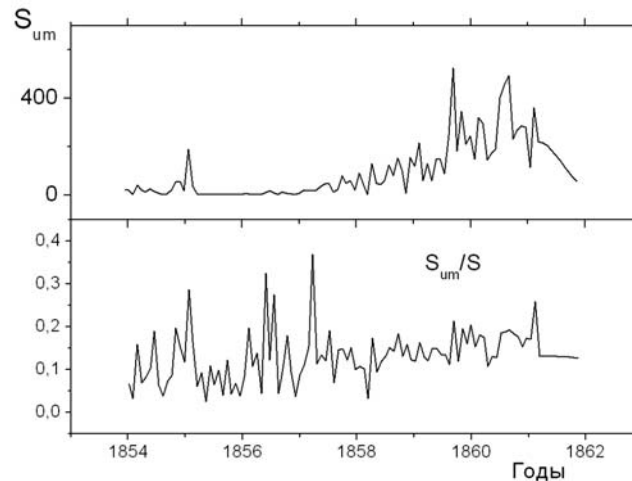


Рис. 4. Вверху. Площадь ядер солнечных пятен.
Внизу. Отношение площади ядер к общей площади пятен.

Используя координаты групп солнечных пятен, мы нашли скорость вращения солнечных пятен в этот период. Зависимость скорости вращения от широты можно представить как $\omega = 13,53(\pm 0,18) - 2,8 \cdot \sin^2 \theta$ град/сут. Северное полушарие при этом вращалось несколько медленнее и менее дифференциально, чем южное. Возможно, использование ежедневных данных несколько скорректируют этот результат.

Одним из параметров, используемых для анализа солнечной цикличности, является площадь ядер солнечных пятен и ее отношение к полной площади пятен [3]. На Рис. 4 представлены эти параметры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программ РАН.

Литература

1. Carrington, Richard Christopher, Observations of the Spots on the Sun from 1853 to 1861, made at Redhill', Williams and Norgate, London, 1863.
2. Spoerer G., Beobachtungen von Sonnenflecken, 1862, 1874, 1878, 1880.
3. Antalova A., BAICz, 22, 352, 1971.

**ФИЗИКА ПОСТЭРУПТИВНЫХ АРКАД:
НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ АСПЕКТ**

Лившиц М.А.¹, Кашапова Л.К.²

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Моск. обл.*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск*

**PHYSICS OF POST-ERUPTIVE ARCADES:
OBSERVATIONAL ASPECT**

Livshits M.A.¹, Kashapova L.K.²

¹*Pushkov Institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio waves propagation RAS,
Troitsk, Moscow Region*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk*

We summarize the results of studies of post-eruptive arcades. It is shown that the observations in the microwave and soft X-rays indicate presence of a large cloud of thermal plasma on the stage of the arcade formation. Unusual microwave spectra of several arcades obtained on the RATAN-600 are interpreted within the multi-temperature model of a source. This assumption requires that the photospheric magnetic field of 1000 G should decrease up to a few gauss at height of $23\text{--}24 \cdot 10^3$ km. We discuss the problems of the evolution of the gas – to magnetic – pressure ratio at the top of arcades, as well as, an association of arcades with CME and repeating flare episodes on the decay phase of phenomena.

В докладе обобщаются результаты работ, проведенных авторами совместно с группой ГАО РАН – Боровик В.Н., Григорьева И.Ю. и др. Проведенное изучение постэруптивных (ПЭ) аркад [1–4] было основано на анализе наблюдений микроволнового излучения на РАТАН-600, с привлечением различных наземных и внеатмосферных наблюдений соответствующих нестационарных процессов на Солнце.

В последние годы получен очень большой наблюдательный материал, позволивший приблизиться к пониманию процессов, происходящих в солнечных вспышках. Прежде всего, это относится к довольно простым и достаточно слабым явлениям. Эти события – рентгеновские вспышки слабее М 1 – составляют подавляющее большинство из 66 000 случаев, зарегистрированных спутниками GOES. Сравнительно недавно для них введен удачный термин – канонические вспышки (Raftery С.Л., 2009). Их развитие может быть описано таким образом: магнитная конфигурация, удерживающая разреженную плазму в замкнутых петлях, оказывается неустойчивой. Происходит выброс ионизованного вещества, в результате чего одна или несколько петель разрываются, образуя открытые (в сторону межпланетного пространства) силовые линии. Последующая релаксация приводит к пересоединению части из них и образованию в короне токового слоя. Ранее этот процесс был предложен Коппом и Пнойманом (1976), и теперь

найжены доказательства реализации этого сценария на Солнце. Условия вблизи каспа весьма сложны, и здесь мы их не уточняем.

В токовом слое происходит некоторое ускорение частиц. Попадая в основания трубки, они вызывают там быстрый нагрев плазмы. Газодинамический отклик хромосферы на этот нагрев впервые рассмотрен Костюк и Пикельнером (1974). Соответствующее постепенное заполнение петли горячей плазмой, истекающей из ее оснований при взрывном испарении, наблюдается сейчас различными методами. Горячая плазма, оказавшаяся к моменту максимума рентгеновской вспышки близ вершины петли, затем охлаждается вследствие того, что тепло быстро уходит вниз. Однако после этого резкого уменьшения температуры дальнейшее охлаждение газа связано уже с радиационными потерями, и, если их не компенсировать, то вспышка прекращается. Таким образом, время эффективного свечения в мягком рентгеновском диапазоне – ее длительность по определению в общепринятой по GOES шкале – не превышает 30 минут. Это означает, что канонические вспышки в подавляющем большинстве являются быстрыми. Если же существуют какие-либо механизмы нагрева, которые компенсируют появившиеся небольшие потери на излучение, то свечение газа может продолжаться в течение многих часов.

Вспышки с большей полной энергией часто длятся достаточно долго. Они характеризуются некоторыми отличительными чертами, иногда называемыми «синдромом» больших вспышек. Свечение вспышечных петель распространяется вдоль нейтральной линии на большие расстояния, на фазе спада повторяются импульсные эпизоды, происходит эффективное ускорение частиц до релятивистских энергий, максимальные скорости СМЕ, ассоциированных с такими событиями, превышают 1000 км/с. Половина всех вспышек балла М 3 и все вспышки балла X относятся к событиям, одновременно характеризующихся двумя или более из отличительных особенностей больших вспышек.

Для проблемы физики ПЭ-аркад существенно то, что отношение магнитного давления к газовому (величина β) близ вершины ПЭ-петель может приближаться к 1. Такое предположение о большой величине β высказывалось Ichimoto, K., Sakurai, T. (1994), и затем было подтверждено Гречневым и др., 2006 по данным КОРОНАСа-Ф. Отметим также, что Алтынцевым и др. (1999) были получены доказательства продолжительного высвобождения энергии после импульсной фазы. Narra-Murnion et al. (1998) начато изучение холодной и горячей ПЭ-аркады совместно с мягким и жестким рентгеновским излучением. Kamio et al. (2003) провели оценку времен охлаждения плазмы ПЭ-петель от температур около 4×10^6 К до 10^4 К.

Несколько длительных нестационарных процессов изучены по данным РАТАН-600 с привлечением наблюдений на RHESSI. В каком-то смысле типичным был случай 31 июля 2004 г, когда на W-лимбе наблюдался микроволновой источник, связанный со вспышкой C8.4, с медлен-

ным очень нарастанием яркости и достигшей максимума в 06:57UT (по данным GOES). Первый скан на РАТАН-600 был проведен всего через 24 мин после максимума. Уже в этом примере [3] проявились основные черты явления: RHESSI-источник в диапазоне 6–12 кэВ располагался непосредственно над вершиной арок, и его высота увеличивалась по мере подъема аркады. На рис. 1 показана эволюция спектра – он был близок к плоскому в момент формирования аркады, и со временем становился спадающим к высоким частотам. Отметим, что повторная вспышка в 10:17 практически не проявилась в плавной эволюции спектров. Спектр в области 3–20 кэВ был тепловым, кроме момента 10:17, когда в области более 10 кэВ стало сказываться некоторое присутствие ускоренных частиц.

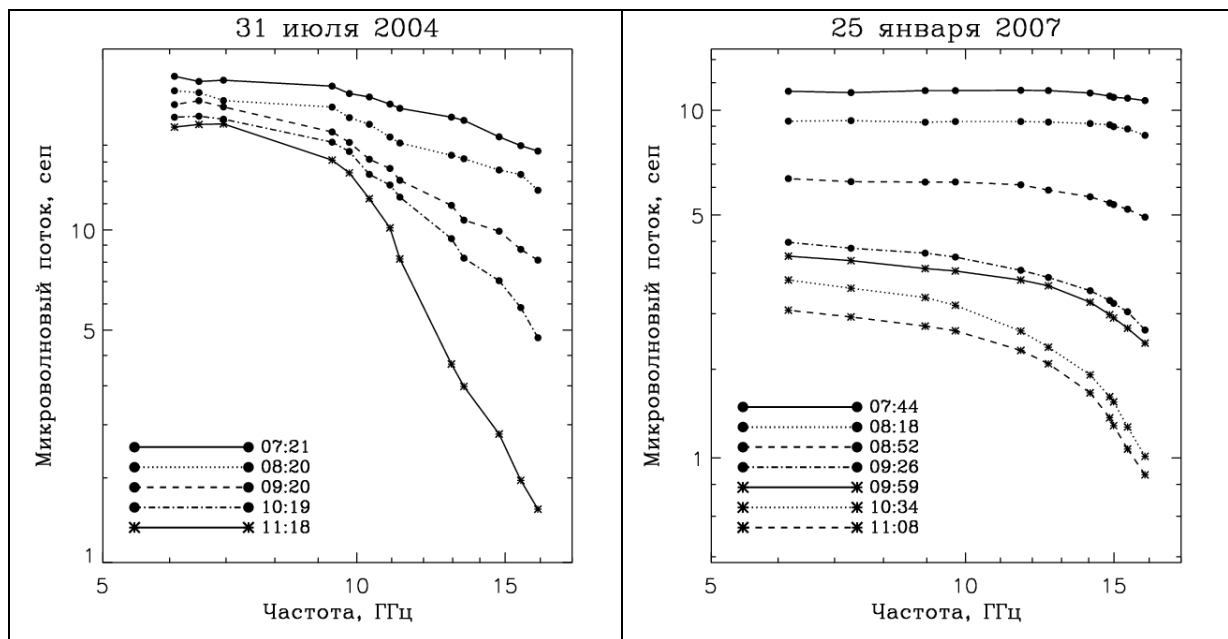


Рис. 1. Эволюция микроволновых спектров во вспышках 31 июля 2004 и 25 января 2007 года по наблюдениям на РАТАН-600.

Появившаяся проблема более четко обозначилась в наблюдениях 25 января 2007 г. Этот случай подробно изучен нами в работах [1, 4]. В январе 2007 г. на диске Солнца наблюдались лишь несколько маленьких групп солнечных пятен. Восход самой большой из них, NOAA 10940, наблюдался на РАТАН-600 25 января. Солнечные наблюдения проводились на РАТАН-600 в небесном меридиане и 6 азимутах с временным интервалом в 35 минут в 07:44, 08:18, 08:48, 09:26 (местный полдень), 10:00, 10:34 и 11:08 UT. Эти моменты отмечены вертикальными линиями на профилях GOES (рис. 2, справа). Основания вспышечных петель находились за лимбом, так что на самом деле мощность явления несколько превосходила ту, которая всегда характеризует вспышки балла С6.3. Наблюдения на STEREO (рис. 2 справа) показывают, что первый скан РАТАН-600, произошедший через 30 мин после максимума вспышки, точно совпал с момен-

том формирования аркады. Примерно до 9:00 наблюдалась одна часть аркады, а затем развилась и её вторая, более северная часть. Это, возможно, частично объясняет то, что в 9:30 мягкое рентгеновское излучение стало уменьшаться несколько медленнее, чем в начале фазы спада.

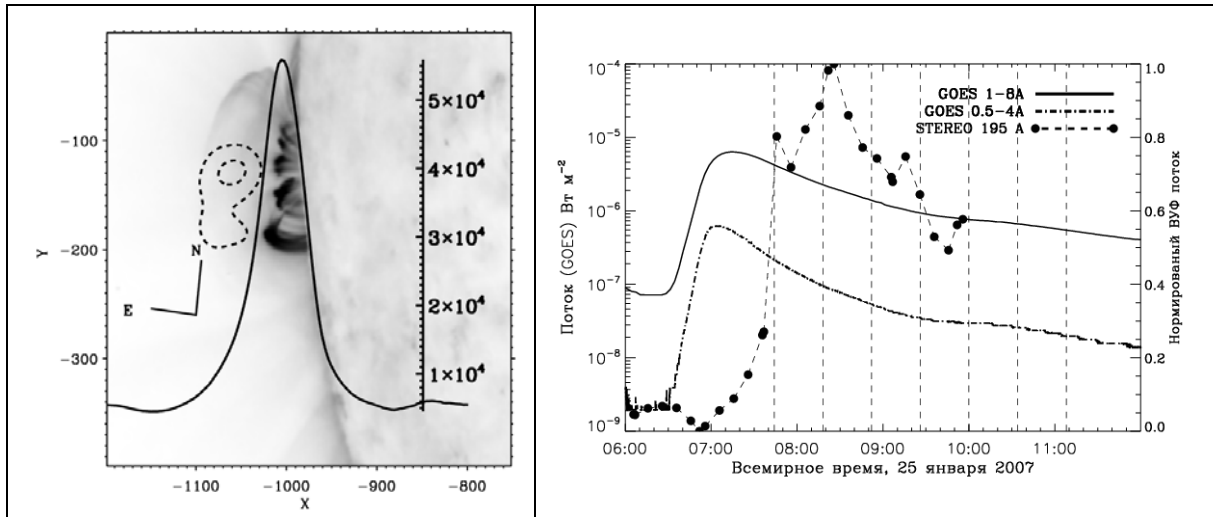


Рис. 2. Слева: Положение рентгеновского источника 6–12кэВ (RHESSI) и микроволнового скана на частоте 10.33ГГц (РАТАН-600) относительно аркады, наблюдавшейся в 195А (STEREO), в 08:18 UT. Справа: Эволюция потока рентгеновского излучения по данным GOES и излучения в линии 195 А (STEREO В). Вертикальными штриховыми линиями показаны моменты наблюдения на РАТАН-600.

В моменты, близкие по времени к максимуму вспышки, довольно низко над лимбом наблюдалось излучение в диапазонах 6–12 и 12–25 кэВ, а выше, около 30000 км – более жесткое излучение 25-50 кэВ. Рентгеновское излучение в диапазоне спектра выше 25 кэВ после 8:15 закончилось, и осталось только более мягкое свечение. Рис. 2 (справа) показывает обычную для ПЭ-аркад картину – источник достаточно мягкого рентгена располагается непосредственно над вершинами арок. Рентгеновские спектры свидетельствуют о тепловой природе коронального источника.

Полученные на РАТАН-600 спектры приведены на рис. 1, справа. Видно, что примерно до 9 часов спектры в диапазоне 6–16 ГГц оказались практически плоскими, а затем их форма изменилась, стало наблюдаться резкое падение интенсивности в области высоких частот.

В радиодиапазоне импульсная фаза этой довольно слабой вспышки была зарегистрирована на волнах от 6 см (4995 МГц) до метровых волн (204 МГц). Радиоданные Learmonth и ИЗМИРАН показывают большую группу всплесков III типа между 06:43–06:54 UT, вслед за ними низкочастотный (<50 МГц) медленно дрейфующий всплеск II типа виден в 06:45–06:50 и около 07:00 UT.

Континуум (шумовая буря) с множеством всплесков продолжительностью в несколько секунд наблюдался одновременно с импульсной фазой

на частотах < 100 МГц около 07:00 и продолжался до 10:30 UT, проявляя наибольшую интенсивность около 07, 08 и 09 часов. Излучение этих групп всплесков проявляло низкочастотный дрейф в диапазоне 50-90 МГц, был связан с подъемом вершин арок, предположительно обусловленным увеличением высоты токового слоя. Резюмируя данные о метровом диапазоне, укажем, что примерно до 10 часов наблюдались слабые эффекты, связанные с излучением ускоренных частиц, но затем они полностью исчезли.

Изучение события 25 января 2007 г., во-первых, показывает, что в начальной стадии формирования аркады присутствует большое количество горячей плазмы. Оно постепенно уменьшается по мере развития аркады. Этот вывод подтверждается на всех изученных нами примерах.

В тоже время возникло резкое противоречие, которое до сих пор не удавалось разрешить. Обычно плоский спектр микроволнового излучения принято связывать с тепловым излучением оптически тонкой корональной плазмы. С другой стороны, спад потоков в сторону высоких частот естественно объясняется магнитотормозным излучением ускоренных электронов. В случае 25 января 2007 г. даже слабые нетепловые эффекты уже исчезли к моменту резкой трансформации микроволнового спектра.

Поиски пути разрешения этого противоречия привели нас к необходимости отказа от использования изотермической модели источника микроволнового излучения. Для определения количества плазмы, имеющей различную температуру, мы обратились к данным STEREO [4]. Солнце с аппаратов STEREO наблюдалось в начале 2007 г. с того же направления, что и с Земли. Нами использовались данные прибора EUVI (Extreme UltraViolet Imager) в полосах 171, 195, 284 и 304 А. На изображении всего Солнца в каждой из 4 полос была выделена площадка за лимбом, которая ограничивала аркаду в полосах EUV во все время ее наблюдений на РАТАН-600. Ее площадь составляла $1.4 \cdot 10^{20}$ см². Сумма потоков от выбранной площадки, за вычетом фона, использовались для определения дифференциальной меры эмиссии. Изменение во времени потока излучения в полосе 171 А приведено на рис. 2, справа, а для последующего анализа использовались шесть моментов одновременных наблюдений во всех четырех полосах.

Для определения дифференциальной меры эмиссии (DEM) использовался вероятностный подход, разработанный Урновым [5]. Для решения обратной задачи использовался итерационный метод Байеса. Были вычислены профили DEM(E) для пяти моментов времени в интервале температур от 0.5 МК до 15 МК. На рис. 3 (слева) приведены разности значений DEM, относящихся к указанным на рисунке 4 моментам и временем до начала вспышки. Эти разности характеризуют DEM самой ПЭ-аркады. Количество более горячей плазмы определялось из анализа спектров в мягком рентгеновском диапазоне. Все эти данные позволяют судить о количестве горячей плазмы. Для анализа микроволнового излучения можно ис-

пользовать два значения DEM с температурой около 4 и 8 МК в ПЭ-петлях.

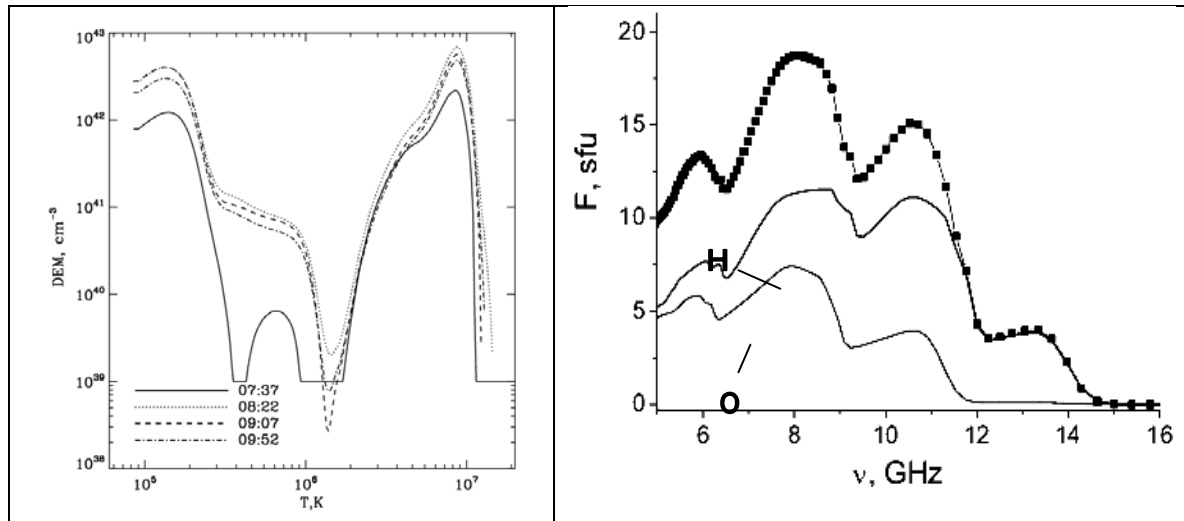


Рис. 3. Слева: DEM(T), рассчитанная на см^{-3} и на 1 К в различные моменты вспышки. Приводится разность величин DEM(T) в указанный момент времени и в момент 06:52, предшествующий вспышке. Справа: Результаты моделирования микроволнового излучения H – необыкновенная волна, O – обыкновенная волна.

Далее был проведен расчет теплового магнитотормозного излучения. Сначала мы пытались использовать результаты таких расчетов, выполненные Злотник и др. [6] для петли в виде тора, где магнитное поле постоянно. Однако это не привело к успеху. Поэтому затем использовалась модель, в которой поле изменяется от 1000 Гс в основании петли до 20 Гс на высоте 30000 км. Для иллюстрации проводятся расчеты для двух вертикальных столбов плазмы с $T = 4$ МК и 8 МК, с гидростатическим распределением плотности (в основании горячей петли плотности в 2 раза больше). Принимается, что столбы видны под углом 45 градусов по отношению к лучу зрения. Из рис. 3 (справа) видно, что даже такая простая модель позволяет объяснить спад потоков в диапазоне 5–16 ГГц. Для использованной модели степень поляризации микроволнового излучения оказывается больше наблюдаемой. Однако суммирование излучения нескольких петель, с несколько отличающимися условиями и различным образом ориентированных по отношению к наблюдателю, приводит к уменьшению поляризации.

Таким образом, необычное поведение спектров микроволнового излучения ПЭ-арок нашло естественное объяснение. Однако кроме излучения большого количества тепловой плазмы, в некоторых случаях, конечно, вклад ускоренных частиц в микроволновое и рентгеновское излучение оказывается бесспорным. Один из таких примеров рассматривается нами отдельно [7] – в начале события 6 июля 2006 г. и до формирования ПЭ-аркады наблюдалось жесткое рентгеновское излучение.

Обсудим в заключение некоторые общие вопросы физики ПЭ-аркад.

В работе [8] впервые говорилось о том, что излучение ПЭ-систем на микроволнах связано с тепловым тормозным излучением плазмы. Мы уточняем это утверждение, приводя свидетельства магнитотормозной природы микроволнового излучения.

Проведенное рассмотрение показало, что газовое давление в верхней части арок достаточно велико. В тоже время микроволновые спектры ПЭ-аркад дают указание на то, что достаточно сильные поля в 700–1000 Гс в небольших точках нижней хромосферы должны уменьшаться до полей порядка 10 Гс в верхней части арок. Приближение магнитной беты к единице облегчает условия выброса плазмы наружу. Поскольку уход всей ПЭ-аркады в межпланетное пространство (т.н. динамические вспышки по З. Швестке) происходит редко, магнитное поле в ПЭ-аркадах, особенно вблизи пятен, не может быть слишком слабым.

Проблема взаимосвязи между СМЕ и самой вспышкой является довольно сложной. Представляется вероятным, что любая вспышка начинается со СМЕ. Однако импульсные эпизоды приводят к постепенному росту величины β в одной или нескольких петлях на стадии затухания процесса. Это заметно увеличивает вероятность появления нового выброса (иногда – как части уже существующего) и развитию нового вспышечного эпизода. В наблюдениях это часто проявляется. Скорости СМЕ, превышающие 1000 км/с, и большой выброс массы часто являются неотъемлемой частью длительных вспышек с выраженными импульсными процессами.

Физические условия в обычных (вспышечных) и ПЭ-петлях близки между собой, форма несколько отличается, ибо ПЭ-образования более вытянуты вверх. Об отличии баланса энергии в них уже говорилось выше. Существенное различие состоит в том, что вероятность быстрого охлаждения плазмы в ПЭ-петлях оказывается весьма большой, и поэтому горячие петли непрерывно превращаются в холодные. Рентгеновские и $\text{H}\alpha$ петли заполняют таким образом один и тот же объем короны.

В развитой активной области существуют корональные петли, температура плазмы в которых близка к 8 МК в центральной части (близ пятен) и 4 МК на периферии. Первые отличаются от ПЭ-арок по высоте, и горячие и холодные корональные петли – по плотности плазмы. Однако в какой-то степени ПЭ-аркаду можно рассматривать как своеобразную динамическую стадию существования активной короны.

Отметим две трудные и до конца не решенные проблемы физики ПЭ-арок. Для них, как и для других образований на Солнце, неизвестным остается механизм, приводящий к фрагментации и образованию изолированных петель или жгутов. Ясно, что это связано с развитием неустойчивостей, но теоретические исследования в этом направлении идут в большом отрыве от результатов наблюдений. Несколько лучше обстоит дело с источником небольшого нагрева плазмы на стадии затухания вспышек. На-

ряду с основным мнением о нагреве верхней части петли за счет потока плазмы из области коронального токового слоя, здесь серьезно рассматриваются волновые процессы. Кроме того, постепенно выясняется влияние падения вещества после СМЕ на поступление вещества и нагрев плазмы на фазе спада некоторых нестационарных процессов.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00872 и 09-02-92610-КО.

Литература

1. *I.Yu. Grigorieva, V.N. Borovik, M.A. Livshits, V.E. Abramov-Maximov, L.V. Opeikina, V.M. Bogod, A.N. Korzhavin.* 2009, *Solar Phys.*, Vol. 260: 157.
2. *I.Y. Grigorieva, L.K. Kashapova, M.A. Livshits, V.N. Borovik,* 2008. *Proc. 257 IAU Symp.*, «Universal Heliophysical Processes», eds. N. Gopalswamy & D.F. Webb, Ioannina, Greece, p.177.
3. *И.Ю. Григорьева, В.Н. Боровик, Л.К. Кашапова.*: 2009, «Солнечная и солнечно-земная физика – 2009», ГАО РАН, Пулковое, с.69.
4. *М.А. Лившиц, А.М. Урнов, Ф.Ф. Горяев, Л.К. Кашапова, И.Ю. Григорьева, Т.И. Кальтман.* *Астрон. журн.* 2011 (в печати).
5. *А.М.Урнов, С.В.Шестов, С.А.Богачев и др.* 2007. *Письма в Астрон. журн.* **33**, 396.
6. *Е.Я. Злотник, Т.И. Кальтман, О.А. Шейнер.* 2007. *Письма в Астрон. журн.* **33**, 327.
7. *И.Ю. Григорьева, М.А. Лившиц, В.Н. Боровик, Л.К. Кашапова.* 2010, «Солнечная и солнечно-земная физика – 2010», ГАО РАН, Пулковое, с. 119–122.
8. *Y. Hanaoka, H. Kurokawa, S. Enome et al.* 1994, *PASJ*, **46**, 205.

СОПОСТАВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СЛАБЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ, ИЗМЕРЕННЫХ ПО ЛИНИЯМ ФОТОСФЕРЫ И ХРОМОСФЕРЫ

Лозицкий В.Г., Андриец Е.С.

*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета
имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

COMPARISON OF MAGNETIC FIELDS IN WEAK SOLAR FLARES MEASURED BY LINES OF PHOTOSPHERE AND CHROMOSPHERE

Lozitsky V.G., Andriets E.S.

*Astronomical observatory of Kiev Taras Shevchenko National University
Kiev, Ukraine*

We study magnetic field strength in four weak solar flares of C class using both photospheric and chromospheric lines. The synchronous magnetic field changes and H α emission variations were found simultaneously. The sign-changing gradient of magnetic field has been obtained in some cases. In particular, magnetic field comparison in H-alpha, D1, D2 and FeI has shown that $B(H\alpha) \approx B(D2) < B(D1)$ and $B(D1) > B(FeI)$. This is direct evidence to non-monotonous vertical magnetic field gradient in area of the flare. Also, convincing evidences of existence of the strong kilogauss spatial unresolved magnetic field has been found by data of FeI lines with different Lande factors.

В настоящее время большая часть информации о магнитных полях в солнечных вспышках относится к фотосферному уровню. Имеется весьма ограниченное число публикаций, в которых изложены результаты измерений магнитных полей во вспышках для зоны температурного минимума и хромосферы по спектрально-поляризационным данным (см., напр. [1–3]. Кроме того, в большинстве работ изучаются только мощные вспышки и только один-два момента их развития. Между тем, представляет интерес изучение именно слабых вспышек, в которых возникает относительно небольшое энерговыделение, типичное для низкого уровня солнечной активности. Для развития теории вспышек важно выяснить, насколько сильно такие вспышки возмущают магнитное поле, и имеется ли, в этом отношении, какое-то специфическое отличие сильных и слабых вспышек.

Важно также детально проследить (по прямым данным) распространение магнитного поля от уровня фотосферы в более высокие слои. Для этого необходимо использовать различные спектральные линии, имеющие разную высоту формирования. Но в измерениях по разным линиям много неясного даже для невспышечных областей [4–5]. По-видимому, это связано с субтелескопической (пространственно неразрешимой) структурой магнитного поля, при которой соотношение измеренных напряженностей по разным линиям зависит не только от действительной величины поля в

мелкомасштабной компоненте, но также от ширин профилей линий в этой компоненте, фактора заполнения, фонового поля и размеров выходных щелей магнитографа [6].

В настоящей работе сопоставлены результаты спектрально-поляризационных измерений магнитного поля по линиям хромосферы и фотосферы в четырех солнечных вспышках: 25 июля 1991 г. балла SB, 18 июля 2000 г. рентгеновского балла C1.5, 9 июня 2001 г. балла C1.7 и 28 июля 2004 г. балла C4. Магнитные поля измерялись по хромосферным линиям Na и D₁ NaI, а фотосферные – по нескольким линиям металлов (в основном – FeI), включая хорошо известные линии FeI 5250.2, 6301.5 и 6302.5.

Магнитные поля определялись тремя методами:

а) по смещению "центров тяжести" линий (аналог обычных магнитографических измерений),

б) по расщеплению бисекторов профилей $I + V$ и $I - V$ [6,7],

в) на основе использования двухкомпонентной модели магнитного поля, имеющей различные напряженности, ширины линий и факторы заполнения в фоновой и мелкомасштабной компоненте.

Результаты измерений методом «центров тяжести» представлены ниже в Табл. 1.

Таблица 1. Напряженность магнитного поля в исследованных вспышках по измерениям в различных магниточувствительных линиях.

Вспышка и момент фотографирования ее спектра (UT)	Магнитное поле, Гс			
	FeI 6301.51 (FeI 5247.1)	FeI 6302.51 (FeI 250.21)	D ₁ Na 5895.923	Na 6562.82
25.07.1991 05:36:40	(660)	(740)	1590	1100
18.07.2000 05:11	250	130	285	–
09.06.2001 05:40:20	390	300	340	–
28.07.2004 5:46	1280	2200*	920	1400

* – модуль магнитного поля

Типичные ошибки измерений составляют ± 40 Гс для линии FeI 5250.2 и FeI 6302.5, ± 60 Гс для линии FeI 5247.1 и $\pm (80-100)$ Гс для D₁Na и Na. Можно заключить, что только в одной вспышке из четырех, а именно 25.07.1991 г., наблюдалось преобладание магнитного поля на верхнем

уровне (в хромосфере), тогда как в остальных трех вспышках магнитные поля в фотосфере и хромосфере были примерно одинаковы. Заметим также, что почти во всех случаях разделение зеемановских компонент было неполным, что при измерениях с анализатором круговой поляризации дает по смещению «центра тяжести» величину, близкую к продольной компоненте B_{\parallel} . Однако во вспышке 28.07.2004 наблюдалось почти полное разделение π - и σ -компонент в линии FeI 5250.2, и это позволило измерить поле ($B = 2200$ Гс), близкое к модулю напряженности.

Интересно, что именно во вспышке 25.07.1991 г. была отмечена заметная непараллельность бисекторов профилей $I+V$ и $I-V$ в линии Na. Это указывает на существенную неоднородность магнитного поля: теретически при неполном зеемановском расщеплении эти бисекторы должны быть параллельными. Во всех других вспышках указанные бисекторы не имели достоверных отклонений от параллельности.

Были также сопоставлены величины измеренных напряженностей по линиям FeI 5247.1, CrI 5247.6, FeI 5250.2 и 5250.6 Å. Они имеют примерно одинаковые высоты формирования в атмосфере Солнца, но существенно различные факторы Ланде, равные $g = 2.0, 2.5, 3.0$ и 1.5 , соответственно. Теоретически при слабых и умеренных магнитных полях (<1000 Гс) продольные напряженности B_{\parallel} по этим линиям должны быть примерно одинаковы и не зависеть от фактора Ланде, поскольку это автоматически учитывается при калибровке измерений.

Однако в некоторых вспышках получилась совсем иная картина (Рис. 1). В частности, во вспышке 28 июля 2004 г. относительное магнитное поле $B(g_i)/B(g=3.0)$ существенно уменьшалось при уменьшении фактора Ланде, тогда как во вспышке 25 июля 1991 г. оно было практически неизменным. Это значит, что в первом случае имеем указания на субтелескопические магнитные поля высокой напряженности (>1 кГс) на уровне фотосферы, тогда как во втором – отсутствие достоверных указаний в пользу их существования.

В целом, при изучении указанных выше четырех слабых вспышек можно сделать такие заключения.

1) В слабых вспышках, как и в более мощных, может возникать высотная особенность (усиление) магнитного поля: в одной из четырех вспышек магнитное поле в хромосфере было сильнее, чем в фотосфере, а в остальных – примерно такое же, как и в фотосфере. Это соответствует высотному градиенту $\partial B/\partial h \approx 0$ или >0 , хотя (из-за падения газового давления с высотой) можно ожидать случая $\partial B/\partial h < 0$.

2) Также по аналогии с более мощными вспышками, магнитное поле в фотосфере и хромосфере изменяется синхронно с интенсивностью вспышечной эмиссии в Na: поле тем сильнее, чем ярче эмиссия в Na.

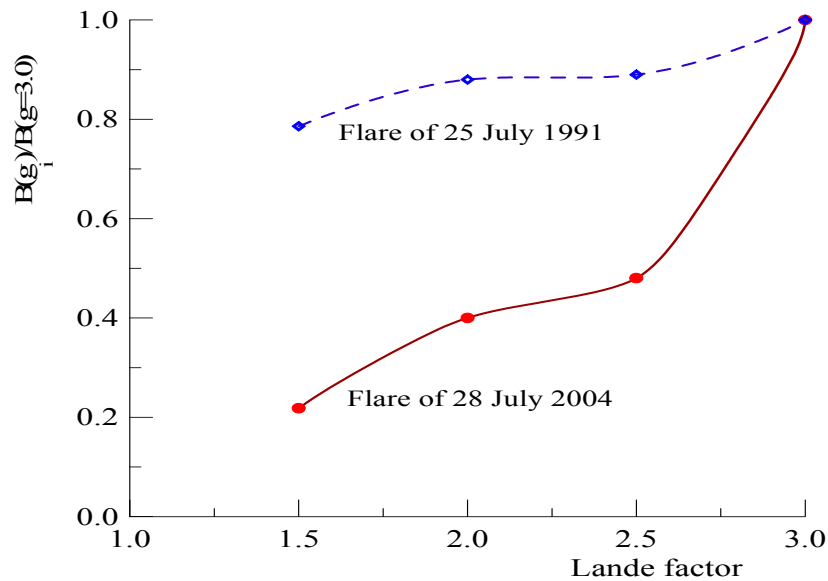


Рис. 1. Сопоставление относительных напряженностей $B(g_i)/B(g=3.0)$ для вспышек 25.07.1991 г. и 28.07.2004 г.

3) Сопоставление измерений в линиях с близкими глубинами формирования, но сильно различными факторами Ланде, показывает, что в отдельных случаях заметно наличие субтелескопических структур с сильными полями, $B \approx 2.5-2.7$ и $5.5-6.0$ кГс.

4) Большинство профилей хромосферных линий расщепляются так, как при однородном поле. Найдены, однако, случаи непараллельности бисекторов профилей $I \pm V$, которые объяснимы в предположении как минимум двухкомпонентной структуры магнитного поля. Путем подгонки расчетных профилей к наблюдаемым найдено, что мелкомасштабное субтелескопическое поле имеет фактор заполнения несколько процентов, примерно в 10–20 раз большую напряженность, чем фоновое поле, и существенно суженные (в 5 раз) профили линий. Эти параметры близки к тем, которые ранее находились для фотосферных полей [1, 6].

Литература

1. *Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M.* Solar Phys., 2000, 191, № 1, 171.
2. *Abramenko V.I., Baranovsky E.A.* Solar Phys., 2004, 220, 81.
3. *Лозицкий В.Г., Ажнюк Ю.И.* Труды Уссури. Астрофиз. Обс. 2007, Вып.10, 68.
4. *Gorasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.* Solar Phys., 1973, 31, No. 2, 307.
5. *Демидов М.Л.* Труды конф. «Солнечная и сол.-земная физика-2009», Санкт-Петербург, Пулковое, 2009, 161.
6. *Лозицкий В.Г.* Сильные магнитные поля в мелкомасштабных структурах и вспышках на Солнце. Дис. доктора ф.-м. наук: 01.03.03 – Киев, 2003, 299с.
7. *Лозицкий В.Г.* Письма в Астрон. ж., 2009, Т.35, № 2, 154.

АНТИКОРРЕЛЯЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, ИЗМЕРЕННЫХ В АКТИВНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ ПО ЛИНИЯМ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

Лоцицкий В.Г., Ботыгина О.А.

*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета
имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

MAGNETIC FIELD ANTI-CORRELATION MEASURED IN ACTIVE PROMINENCES BY HYDROGEN AND HELIUM LINES

Lozitsky V.G., Botygina O.A.

*Astronomical observatory of Kiev Taras Shevchenko National University
Kiev, Ukraine*

Magnetic field strengths in active prominences of 12 July 2004 and 24 July 1999 were measured in $H\alpha$ and D_3HeI lines using the $I \pm V$ Stokes profiles obtained on Echelle spectrograph of horizontal solar telescope of Astronomical Observatory of Kiev Taras Shevchenko National University. Measurements by the method of «centers of gravity» shown, that magnetic field in prominences was in range from -260 to $+580$ G (different for various heights of prominence). Splitting of bisectors of $I \pm V$ profiles close to line centers correspond to stronger fields – in range from -700 to 3000 G. An interesting effect was found for heights of $2-10$ Mm for both prominences – anticorrelation of measured magnetic strengths by helium and hydrogen lines. Likely, this indicates presence in prominences of small-scale subtelescopic structures with sign-changeability periphery described earlier by Soloviev and Lozitsky (1986).

Данные о магнитных полях в протуберанцах малочисленны и противоречивы. Впервые магнитные поля в них измерили 40 лет назад Шпитальная и Вяльшин [1] в Пулковской обсерватории. Эти первые измерения стали одновременно и сенсационными – авторы [1] заключили, что магнитные поля в протуберанцах типа «штрихов» (связанных с солнечными вспышками) могут достигать $4000-10000$ Гс, т.е. даже больших значений, чем в солнечных пятнах. Того же порядка напряженности ($1000-3000$ Гс) в протуберанцах и выбросах измерили также Башкирцев с соавторами [2] в СибИЗМИР.

Более поздние измерения (см., напр. [3–6]) показали, что в спокойных и активных протуберанцах напряженности могут быть от нескольких десятков Гс до ≈ 1 кГс.

В настоящей работе представлены результаты измерений магнитного поля в двух активных протуберанцах, возникших на лимбе Солнца 24.07.1999 г. и 12.07.2004 г. Спектры протуберанцев получены на эшелъном спектрографе горизонтального солнечного телескопа Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко (ГСТ АО КНУ). При наблюдениях использовался анализатор

круговой поляризации, состоящий из четвертьволновой пластинки перед входной щелью спектрографа и призмы-расщепителя из исландского шпата – за ней. Это позволяло получить стоксовы профили $I + V$ и $I - V$ магниточувствительных линий.

Протуберанец 24.07.1999 г. возник на западном лимбе; его спектр был получен в 6:49 UT. Второй протуберанец возник на восточном лимбе после лимбовой солнечной вспышки балла M1.6, которая по данным GOES имела пик рентгеновского излучения в 8:10 UT. Наблюденный спектр протуберанца зафиксирован в 8:48:50 UT, т.е. примерно через 40 мин. после максимума вспышки. Оба протуберанца, по-видимому, можно рассматривать как послевспышечные петли.

Магнитные поля измерялись по линиям Na и D_3HeI , имеющим факторы Ланде $g = 1.05$ и 1.06 , соответственно. Линии были профотометрированы на микрофотометре МФ-4 с тем, чтобы детально изучить их стоксовы профили $I \pm V$. Взаимная «привязка» профилей $I + V$ и $I - V$ по длинам волн осуществлялась по теллурическим линиям.

При построении профилей $I \pm V$ в интенсивностях оказалось, что в расщеплении бисекторов в обеих линиях присутствует характерная особенность, которая ранее была названа V -эффектом [7]. Она состоит в том, что бисекторы эмиссионных профилей расщепляются в их ядрах заметно больше, чем в крыльях (Рис. 1). Из рисунка видно, что бисекторы почти не расщеплены в крыльях линии (на расстояниях от центра $|\Delta\lambda| > 200 \text{ m\AA}$), но имеют наибольшее расщепление в ядре линии ($|\Delta\lambda| < 200 \text{ m\AA}$). Это, по-видимому, указывает на неоднородную структуру магнитного поля в картинной плоскости.

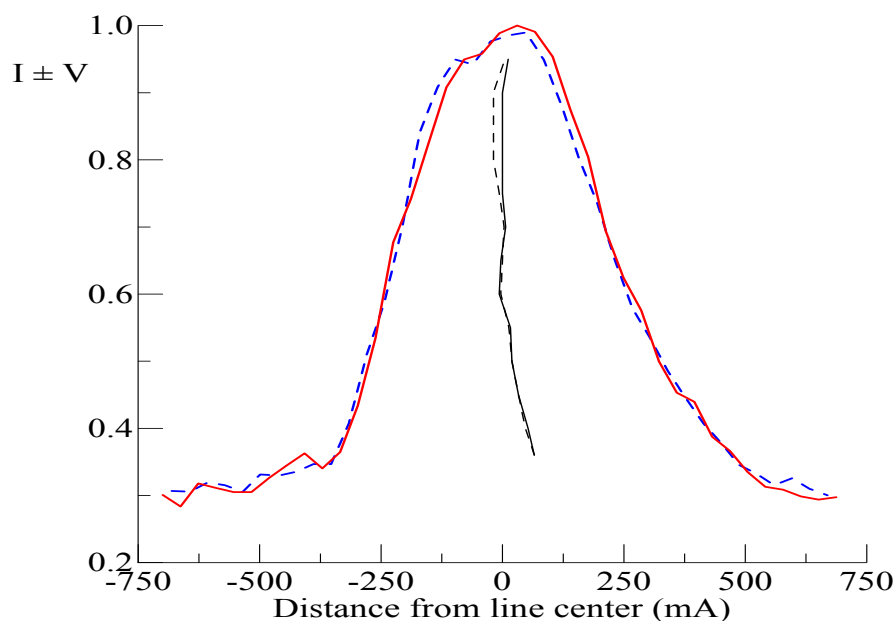


Рис. 1. Профили $I \pm V$ линии D_3HeI в протуберанце 12,07.2004 г. на высоте около 5 Мм над уровнем фотосферы.

Если магнитное поле измерять по смещению «центра тяжести» всей эмиссии, то оно в разных участках протуберанцев оказывается равным от -260 до $+580$ Гс для обеих линий, что более чем в 2 раза превосходит ошибки измерений (± 100 Гс).

Данные «центра тяжести» отражают усредненное поле, найденное в приближении его однородности в пределах площади входной щели. Чтобы найти величину поля, более близкую к его амплитудным (т.е. локальным) значениям, целесообразно измерить расщепление не «центров тяжести», а вершин эмиссий. Для этого следовало прокалибровать в напряженностях расщепление бисекторов в ядре линии.

Поскольку в центре линии всегда имеются некоторые особенности типа плато или двойной-тройной вершины, лучше для этой цели измерять расщепление не в самом центре линии, а несколько ниже по уровню интенсивности – например, на уровне 0.9 от максимальной интенсивности, – где ход интенсивности в профилях уже достаточно крутой, и величина расщепления меньше зависит от «шумовых» искажений интенсивности.

Сопоставление таких полей по линиям $\text{H}\alpha$ и D_3HeI , кратко обозначенных как $B_{0,9}$, представлено на рис. 2 для высот 2–10 Мм.

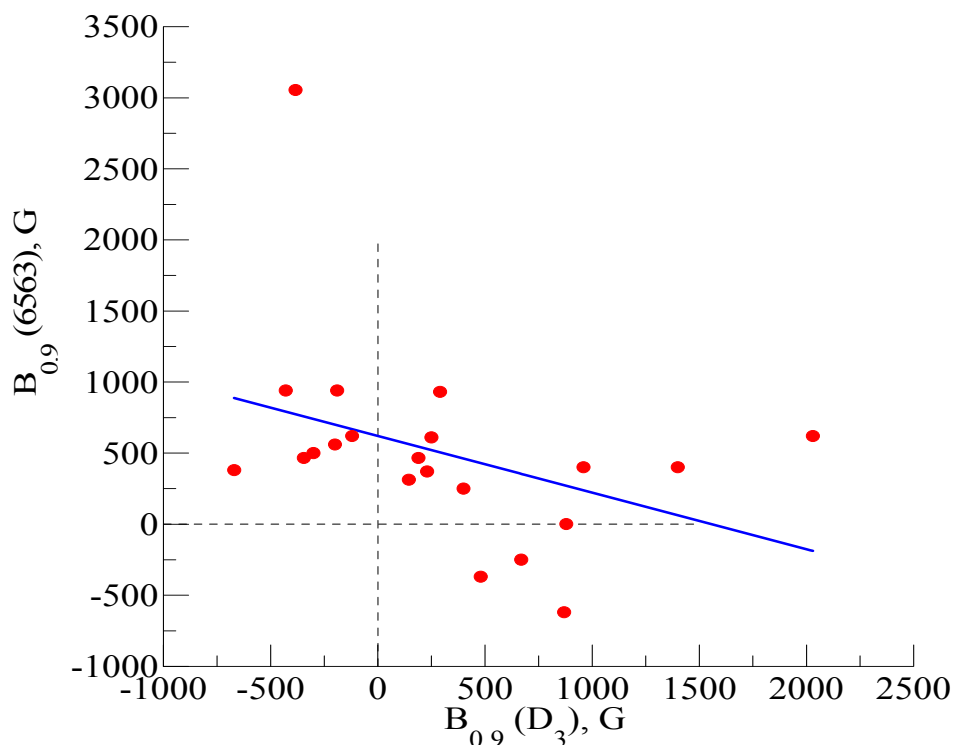


Рис. 2. Сопоставление измерений $B_{0,9}$ по линиям D_3 и $\text{H}\alpha$ для высот 2–10 Мм в исследованных протуберанцах.

Видно, во-первых, что диапазон величин поля теперь существенно шире, от -700 Гс до $+3000$ Гс, что уже однозначно (и намного) превосходит ошибки измерений.

Но, во-вторых, намечается странная тенденция: *поля в D_3 и $H\alpha$ антикоррелируют*, причем антикорреляция распространяется даже на изменение полярности поля! Насколько известно авторам статьи, такой эффект отмечается впервые; по крайней мере, для фотосферных магнитных полей ничего подобного не отмечалось [8]. В данном случае вряд ли могут быть сомнения в достоверности отдельных измерений – они в несколько раз больше ошибок измерений. В чем же причина этого эффекта?

Следует учесть, что гелий в протуберанцах светится при более высокой температуре, а водород – более низкой. Теоретически температура и магнитное поле ведут себя противоположным образом при приближении к оси протуберанца: температура падает, а напряженность магнитного поля – растет [9]. Если гелий светится в основном снаружи протуберанца (в его «оплетке»), а водород – внутри, то может возникнуть и антикорреляция данных по магнитному полю. Но... в этой теоретической модели невозможны противоположные магнитные полярности по водороду и гелию.

По-видимому, такие противоположные полярности возможны в модели тонкоструктурного магнитного элемента, предложенной Соловьевым и Лозицким [10]. Это модель слоистого осесимметричного поля, имеющего попеременное чередование различных магнитных полярностей при приближении к оси симметрии структуры. Свечение гелия во внешней зоне структуры, а водорода – в более близкой к его оси, может при наблюдениях дать как разные напряженности, так и магнитные полярности. Модель допускает очень высокие напряженности (до ≈ 10 кГс) а также такое специфическое их свойство, как дискретность (своего рода «квантование»).

Литература

1. Шпитальная А.А., Вяльшин Г.Ф. Солн. Данные, 1970, № 4, 100.
2. Баширцев В.С., Смольков Г.Я., Шмулевский В.Н. Исслед. по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, Вып. 20, М.: Наука, 1971, 212.
3. Никольский Г.М. Предпринт ИЗМИРАН, М.: 1976, 22 с.
4. Лозицкий В.Г., Пасечник М.Н. Вестник Киев. ун-та, Астрономия, 1986, Вып. 28, 40.
5. Casini R., Lopez Ariste A., Tomczyk S., Lites W.B. Ap. J. Let., 2003, 598, L67.
6. Van Doorsselaere T., Nakariakov V.M., Young P.R., Verwichte E. Astron. Astroph., 2008, 487, L17.
7. Лозицкий В.Г., Стаценко М.М. Известия Крым. астрофиз. обсерватории, 2008, 104, № 2, 28.
8. Лозицкий В.Г., Цан Т.Т. Кинематика и физика небес. тел, 1989, 5, № 1, 50.
9. Соловьев А.А. Астрон. журн., 2010, 87, 93.
10. Соловьев А.А., Лозицкий В.Г. Кинематика и физика небес. Тел, 1986, 2, № 5, 80.

**СЦЕНАРИЙ 24-ГО ЦИКЛА ПЯТЕН
СОГЛАСНО СВОЙСТВАМ
ПОЛЯРНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА**

Макарова В.В.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

E-mail: mahatt@rambler.ru

**SCENARIO OF THE SUNSPOT CYCLE No 24
ACCORDING TO PROPERTIES
OF POLAR ACTIVITY OF THE SUN**

Makarova V.V.

Mountain astronomical station GAO of the Russian Academy of Science, Kislovodsk, Russia

E-mail: mahatt@rambler.ru

In this paper the basic properties of 24th polar solar cycle which has finished in 2009,8 are described. The forecast of active processes for the Sun in 24th cycle of sunspots is offered.

Введение

Активность на высоких широтах Солнца представляет собой мелко-масштабные образования в форме ярких точек и их различных комбинаций (полярные факелы).

Сопоставление между активностью Солнца в полярной зоне и зоной пятнообразования подробно проводилось многими авторами. Используя наблюдения на Горной станции, группа авторов [1–3] показала, что полярные образования имеют двоякую связь с пятнами: по схеме широтной структуры магнитного поля они связаны с ПРЕДЫДУЩИМ циклом пятенной активности. С другой стороны, на примере четырех циклов показана связь между сильными флуктуациями числа полярных факелов и смещенными на полцикла (5.4–6.2 года) площадями пятен СЛЕДУЮЩЕГО цикла. Однако в 23 цикле смещение составило 7.6–7.8 лет в северном и южном полушариях соответственно.

Активность на высоких широтах закончилась в 2009,8 г., был сделан полный обзор этого цикла, получена пока предварительная величина сдвига между всплесками активности на высоких широтах в период с 2001–2009,8 и началом активности в 24 цикле.

Результаты

Определены основные свойства полярного цикла, и на основе ранее выполненных исследований [1–3] предлагается прогноз 24 цикла пятнообразования.

На рис. 1 представлены сильные флуктуации среднемесячных значений полярных факелов на севере и юге. Затянувшийся минимум определил еще больший сдвиг, при котором эти флуктуации реализуются в площадях пятен: этот временной сдвиг между приполярным и экваториальным циклами уже составляет 9,5 лет.

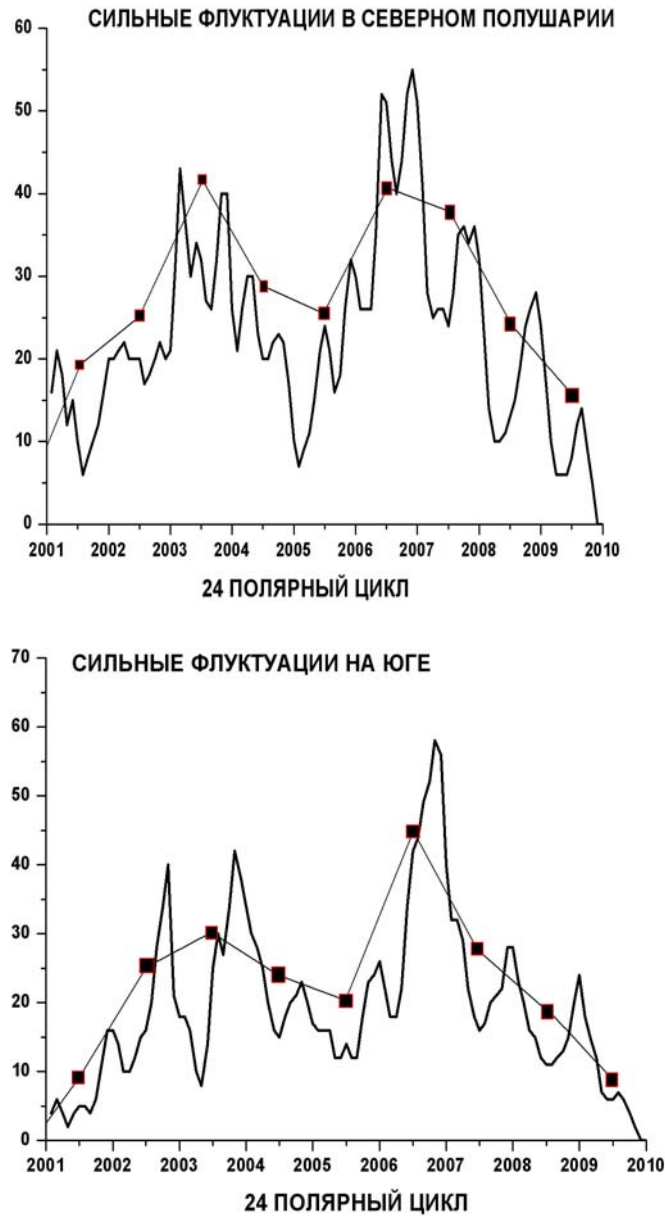


Рис. 1.

На рис. 2 показана зависимость между величиной сдвига и максимальным значением среднемесячных площадей пятен в каждом цикле. Видно, что в начавшемся 24 цикле при сдвиге между полярными факелами и S_p (9,5 лет) максимальные значения S_p составляют 1100 м.д.п. на севере и меньше 1300 м.д.п. – на юге.

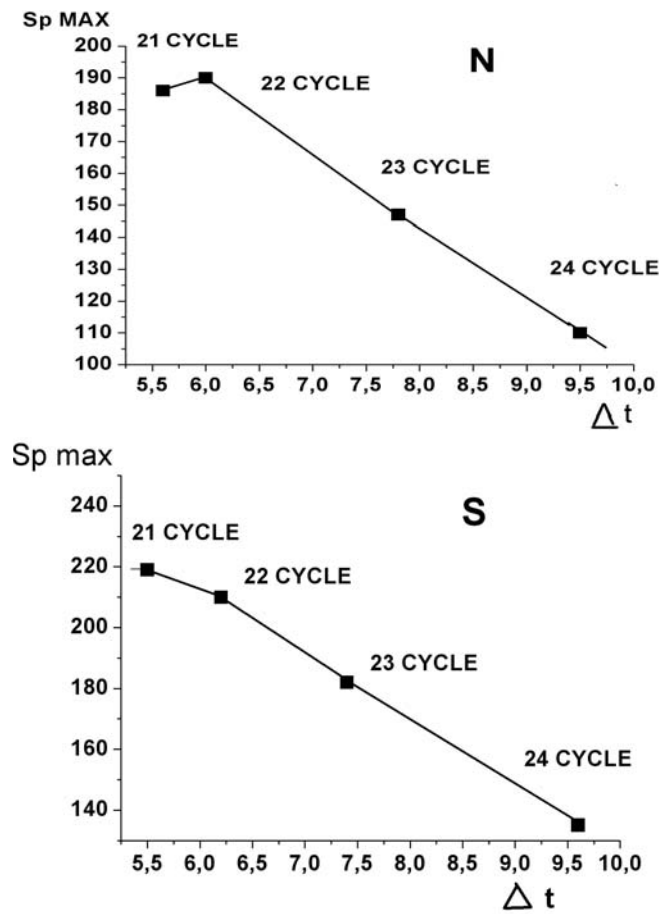


Рис. 2.

Рис. 3 демонстрирует северо-южную асимметрию 24 полярного цикла. Особенно она велика в первые два года цикла. И текущий 24 цикл действительно показывает, что в северном полушарии наблюдается большее число групп, чем в южном полушарии.

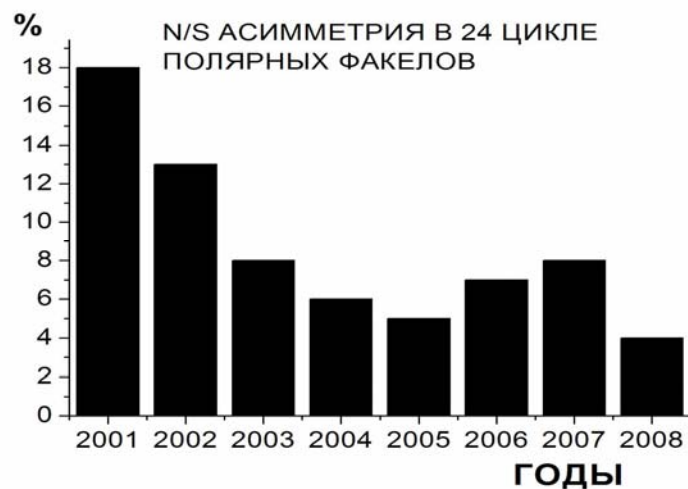


Рис. 3.

Таковы основные свойства закончившегося цикла полярных образований, связанного, согласно [1–3], с наступившим 24 циклом пятенной активности и определяющего его.

Заключение

Подтверждение связи между высокоширотной активностью и низкоширотной в данном цикле станет еще одним доказательством проявления глобального процесса активности на Солнце в двух зонах: полярной и экваториальной.

Литература

1. *Makarov V.I., Makarova V.V.*, 1996, *Solar Phys.*, 163, 267.
2. *Макаров В.И., Макарова В.В., Кучмин С.*, *Солн. Данные*, 1985, 53–62.
3. *D.K. Callebaut1 & V.V. Makarova*, *J. Astrophys. Astr.* (2008) **29**, 69–73.

СПИРАЛЬНЫЕ БЕССИЛОВЫЕ СТРУКТУРЫ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ АРКАДАХ

Манкаева Г.А.¹, Михалыев Б.Б.¹, Соловьев А.А.²

¹*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

HELICAL FORCE-FREE STRUCTURES IN THE CORONAL MAGNETIC ARCADES

Mankaeva G.A.¹, Mikhalyaev B.B.¹, Solov'ev A.A.²

¹*Kalmyk State University, Elista*

¹*Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo, Saint-Petersburg*

The new model of a 2D coronal arcade formed by the linear force-free magnetic field is presented. The structure of the quadrupolar type arcade includes a separator. The topological properties of the arcade can be changed due to footpoints displacements driven by the photospheric motions. The magnetic field lines have a helical structure, hence, the new quadrupolar force-free solution can be regarded as a good base for solar filament modeling.

Изучение структуры магнитного поля волокон и протуберанцев составляет важную задачу как в связи с проблемой длительного удержания холодных и плотных масс газа в разреженной и горячей солнечной короне, так и из-за возможной связи потери равновесия в системе с эрупцией волокон и корональными выбросами массы. Известно, что спокойные протуберанцы располагаются над фотосферной нейтральной линией, а в самом протуберанце поле имеет спиральную структуру и направлено почти параллельно его оси. Наиболее распространены протуберанцы, располагающиеся между активными областями, где фотосферное поле чаще всего представляет собой квадруполь [1].

Мы представляем новую двумерную модель линейного бессилового магнитного поля $\mathbf{V}(x, y)$, $\text{rot}\mathbf{V} = \alpha\mathbf{V}$, описываемую решением уравнения Грэда-Шафранова для систем с трансляционной симметрией:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \alpha^2 A &= 0, \\ A &= A(x, y), \quad B_x = \frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = -\frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_z = \alpha A. \\ A &= B_0 \left(e^{-\lambda x} \cos y - \frac{b}{3} e^{-3\gamma\lambda x} \cos 3y \right), \\ b > 0, \quad \gamma > 1, \quad \lambda &= \sqrt{\frac{8}{9\gamma^2 - 1}}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{9\gamma^2 - 9}{9\gamma^2 - 1}}. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $A(x, y)$ – поток поля в направлении вертикальной оси x , $\alpha, b, \lambda, \gamma$ – положительные константы, y – поперечная координата, а координата z направлена вдоль горизонтальной оси магнитной аркады. Используются безразмерные координаты, отнесенные к некоторому пространственному масштабу.

При $\gamma = 1$ мы получаем известное квадрупольное поле потенциального типа [2], а при $\gamma > 1$ – бессилое поле, которое можно рассматривать как результат деформации потенциального поля при смещении фотосферного вещества. При $1 < \gamma < 3$ конфигурация содержит сепаратор, разделяющий различные магнитные потоки (рис. 1).

При $\gamma > 3$ аркада содержит семейство цилиндрических магнитных поверхностей, вложенных друг в друга (рис. 2).

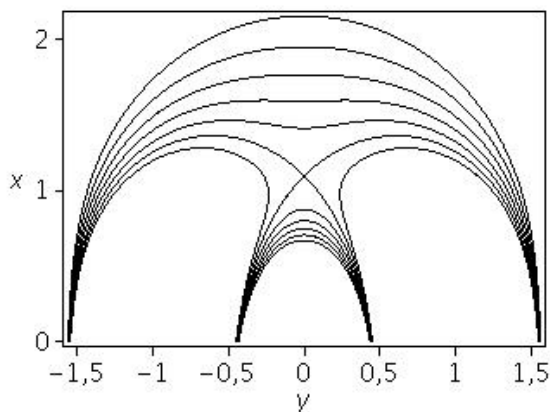


Рис. 1. Проекция линий магнитного поля на плоскость (x, y) в случае $1 < \gamma < 3$. Они представляют собой линии уровня функции A . Поскольку имеется ненулевая продольная (вдоль оси z) компонента поля, аркада содержит сепаратор в виде отдельной линии магнитного поля. Он ориентирован перпендикулярно плоскости рисунка и проходит через выделенную на рисунке точку пересечения проекций.

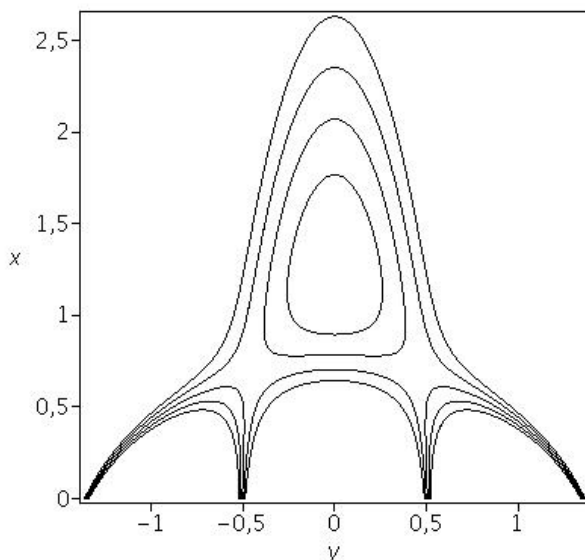


Рис. 2. Вид аркады в случае $\gamma = 10$. В ее центральной части имеется ряд цилиндрических поверхностей, представляющих собой магнитные поверхности. Линии поля располагаются на них подобно винтовым линиям. Таким образом, в центре аркады располагается спиральная структура, характерная для магнитной структуры наблюдаемых волокон. Ниже ее располагаются два сепаратора.

Структуры подобного вида широко используются в солнечной физике при моделировании магнитного поля волокон [1, 3]. Таким образом, увеличение параметра γ , сопровождаемое (или вызванное) смещением оснований магнитных арок на фотосфере, приводит не только к увеличению

свободной магнитной энергии конфигурации, но и к изменению ее топологических свойств.

Известна точка зрения, согласно которой квазистатическая эволюция коронального поля не может управляться формально изменением свободного параметра. Должны существовать соответствующие физические механизмы, одним из которых является фотосферное смещение [4]. Для проверки возможности применения данного механизма к нашему случаю требуется проведение численного моделирования.

В силу того, что представленное выше решение периодически по y , а наблюдаемые структуры носят, как правило, уединенный характер, необходимо выделить только один период решения. И тогда возникает отдельная задача описания внешнего коронального поля, находящегося по обе стороны от выделяемой магнитной аркады и поддерживающего ее в равновесии. На боковых границах аркады, при $y = \pm\pi/2$, внешнее поле должно иметь компоненты вида $B_x = \mp K(x) \equiv \mp B_0 (e^{-\lambda x} + be^{-3\gamma\lambda x})$ и

$$B_y = 0. \quad (2)$$

Если считать, что внешнее поле исчезает при $x, y \rightarrow \infty$, то на фотосфере, т. е. при $x = 0$, оно должно удовлетворять условиям

$$\int_{-\infty}^{-\pi/2} B_x dy = 0, \quad \int_{\pi/2}^{+\infty} B_x dy = 0. \quad (3)$$

Очевидно, достаточно найти поле, удовлетворяющее указанным условиям, в четверти плоскости ($x > 0, y > 0$). Для потенциального поля, выражающегося через решение уравнения Лапласа, $B_x = \partial U / \partial y, B_y = -\partial U / \partial x, \partial^2 U / \partial x^2 + \partial^2 U / \partial y^2 = 0$, граничные условия для поля приводят ко второй краевой задаче: на границе $y = 0 \quad \partial U / \partial y = \mp K(x)$; на границе $x = 0 \quad \partial U / \partial x = M(y)$ – произвольная функция, принимающая нулевые значения при $y = 0, y \rightarrow \pm\infty$. Решение данной задачи можно явно выразить (см., например, [5]) через решение задачи Дирихле для функции W , удовлетворяющей соответственно граничным условиям $W = \mp P(x) = \mp \int K(x) dx$ и $W = \Sigma(y) = \int M(y) dy$:

$$W(x, y) = \frac{4}{\pi} xy \int_0^{\infty} \frac{\Sigma(\eta) \eta d\eta}{[x^2 + (y - \eta)^2][x^2 + (y + \eta)^2]} + \frac{4}{\pi} xy \int_0^{\infty} \frac{P(\xi) \xi d\xi}{[(x - \xi)^2 + y^2][(x + \xi)^2 + y^2]}$$

Соответствующее решение второй краевой задачи имеет вид

$$U(x, y) = \int_{x_0}^x \frac{\partial W}{\partial y}(\xi, y_0) d\xi - \int_{y_0}^y \frac{\partial W}{\partial x}(x_0, \eta) d\eta + \text{const},$$

где (x_0, y_0) есть координаты произвольной точки в рассматриваемой области. Полученное решение необходимо удовлетворить условиям (2) и (3).

Таким образом, мы показали возможность корректного выделения одного периода в периодическом решении (1): решение для внешнего по отношению к аркаде магнитного поля существует, оно единственно, имеет потенциальный характер и исчезает на бесконечности, так что его погонная энергия конечна.

Однако, полученное решение (1) и после выделения из него одного периода еще нельзя считать моделью солнечного волокна, поскольку оно описывает строго бессиловое распределение магнитного поля, которое не нарушает гидростатического равновесия в среде и, соответственно, не содержит в себе никаких сведений о характерных для солнечных волокон пространственных распределениях давления, плотности и температуры. Для того чтобы построить модель солнечного волокна-протуберанца, допускающую сравнение с наблюдательными данными, необходимо «нагрузить» построенную магнитную конфигурацию тяготеющей массой, что внесет силовые поправки в решение (1).

Такая задача может быть решена в рамках подхода, предложенного недавно одним из соавторов [6]. Суть этого подхода заключается в том, чтобы рассматривать полное уравнение магнитогидростатического равновесия, учитывающее как градиент газового давления, так и силу тяжести ($-\nabla P + \frac{1}{4\pi}[\text{rot}\mathbf{V} \times \mathbf{V}] + \rho\mathbf{g} = 0$) и решать его в постановке **обратной задачи** магнитной гидростатики, когда магнитная структура конфигурации считается заданной, и по ней вычисляются распределения давления, плотности и температуры в изучаемой равновесной магнитоплазменной конфигурации. В нашем случае это означает, что в бессиловое решение (1) следует внести такие поправки, чтобы возникшие в результате отклонения от невозмущенного гидростатического равновесия оказались совместимы с имеющимися наблюдательными данными.

Это – задача следующих этапов исследования.

Литература

1. Демулен П. Солнечные протуберанцы. В кн. «Космическая магнитогидродинамика». Под ред. Э. Приста и А. Худа. – М.: Мир, 1995.
2. Михалев Б.Б. Письма в Астрон. журн., т.12, №7, с.546, 1986.
3. Филиппов Б.П. Эруптивные процессы на Солнце. – М.: Физматлит, 2007.
4. Jockers K. Solar Phys. v.56. p.37. 1978.
5. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. – М.: Физматлит, 2001.
6. Соловьев А.А. Астрон. журнал, т. 87, №1, 93-102, 2010.

МИКРОВОЛНОВОЕ И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА В ЭПОХУ МИНИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Медарь В.Г., Боровик В.Н.

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

MICROWAVE AND X-RAY EMISSION OF THE SUN DURING THE SOLAR ACTIVITY MINIMUM

Medar V.G., Borovik V.N.

Central (Pulkovo) Astronomical observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

During the minimum of solar activity cycle there are long periods of low activity when the total X-ray flux (according to GOES, 1–8 Å) does not exceed $8 \cdot 10^{-9}$ W/m². Only weak non-stable active regions with $S_p < 20$ (10^{-6} Hemi) are observed on the solar disk these days. At the same time, on the SXR-telescope images (Yohkoh) one can see ephemeral active regions and bright points (XBP). The averaged for whole period minimal total X-ray flux of $5.1 \cdot 10^{-9}$ W/m² shows that the coronal temperature does not exceed $T = 1 \cdot 10^6$ K, but it strongly restricts the amount of plasma with higher temperatures.

The correlation between the solar total soft X-ray fluxes (GOES, 1–8Å) and microwave fluxes measured at 1.76 cm, 3.2 cm, 8 cm, 15 cm and 30 cm (NoRP) during the solar activity minimum in 1995–1997 is considered. It was shown that the correlation is rather high at decimeter wavelengths and it is practically absent at 1.76 cm.

The analysis of RATAN-600 data obtained during the same period of low solar activity showed that the accuracy of NoRP data is not enough for studying the correlation of X-ray and microwave total fluxes.

Работа посвящена сопоставлению микроволнового и мягкого рентгеновского излучений Солнца в период фазы минимума между 22 и 23 одиннадцатилетними циклами солнечной активности. Рассматриваемый минимум активности Солнца был менее глубоким, чем последующий, когда в течение нескольких месяцев на Солнце отсутствовали какие-либо проявления активности, и уровень солнечного излучения в мягком рентгеновском диапазоне опускался ниже чувствительности приборов спутников GOES, регистрирующих интегральный поток Солнца.

В 1995–1997 гг. (фаза минимума между 22 и 23 циклами) также были длительные периоды (от нескольких дней до нескольких недель) низкой солнечной активности, когда на диске Солнца изредка регистрировались лишь слабые активные области с площадью не более 20 м.д.п. В такие дни значения рентгеновских потоков в диапазоне (1–8)Å по данным спутника GOES не превышало $8 \cdot 10^{-9}$ Вт/м². При этом на рентгеновских изображениях диска Солнца, полученных со спутника Yohkoh, наблюдались стабильные по структуре эфемерные активные области и яркие рентгеновские точки. В те же периоды в микроволновом диапазоне 1.8–18 см на одномерных

сканах Солнца, полученных на РАТАН-600, выделялись источники радиоизлучения, отождествляемые с некоторыми из этих структур (рис. 1).

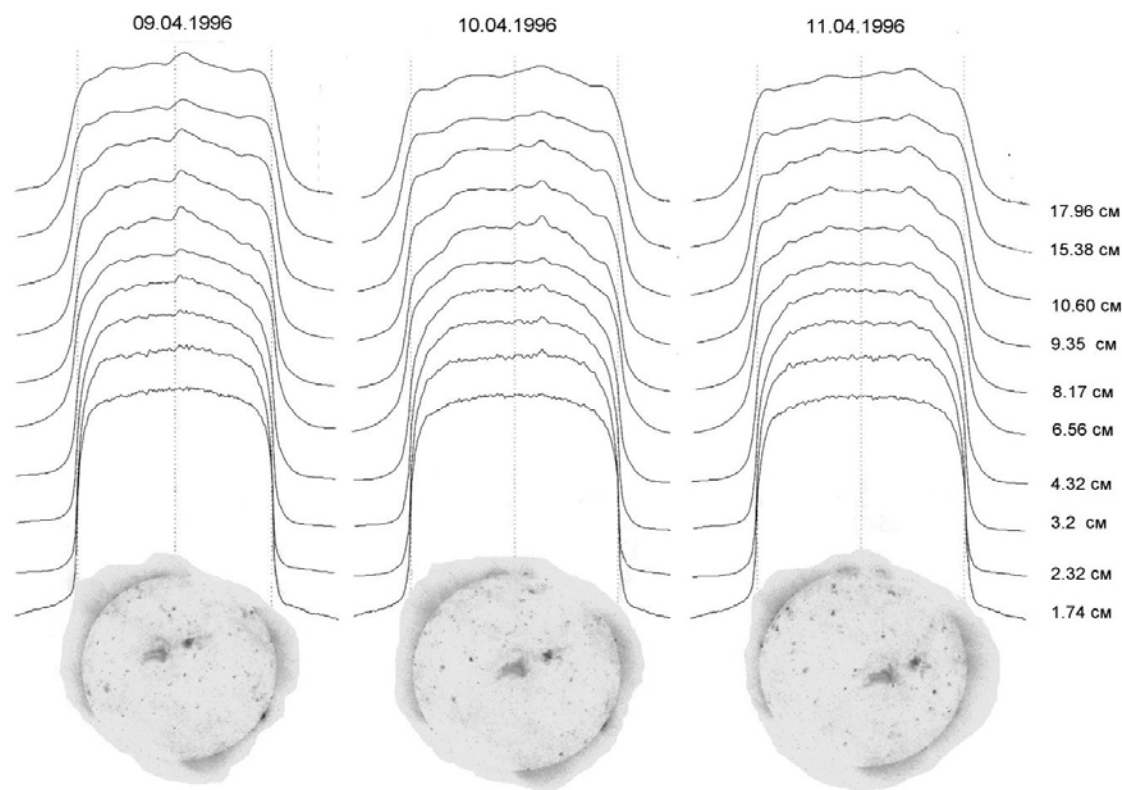


Рис. 1. Пример сопоставления сканов Солнца в микроволновом диапазоне (РАТАН-600) с изображениями диска Солнца в рентгеновском диапазоне (Yohkoh).

Всего за 1995–1997 гг. было выявлено более 20 периодов с минимальным уровнем рентгеновского излучения продолжительностью от 2 до 15 дней. Были исключены те дни, когда на Солнце по данным наблюдений в линии He I 10830Å регистрировались корональные дыры, а также дни, когда на GOES регистрировались микровспышки. На рис. 2 приведены суточные значения рентгеновского потока (GOES), полученные в выбранные дни. Видно, что с ростом общей активности Солнца уровень минимального рентгеновского излучения (фоновой составляющей) имеет тенденцию к повышению (стрелкой указан момент начала 23 цикла).

Среднее значение минимального интегрального потока рентгеновского излучения Солнца за весь исследованный период в 1995–1997 гг. составило $5.1 \cdot 10^{-9}$ Вт/м². Эта величина свидетельствует о том, что температура основной массы короны не поднимается выше 1 МК. Мера эмиссии здесь близка к обычным значениям спокойной короны $EM = 3 \cdot 10^{49}$ см⁻³. Плотность в основании короны, определенная в предположении гидростатического распределения плотности в изотермической короне по методике, разработанной в [1], оказалась равной 10^8 см⁻³ (при $T = 1$ МК). Мера эмиссии

более горячей плазмы, например, с $T = 2$ МК, оказывается на 2–3 порядка меньше.

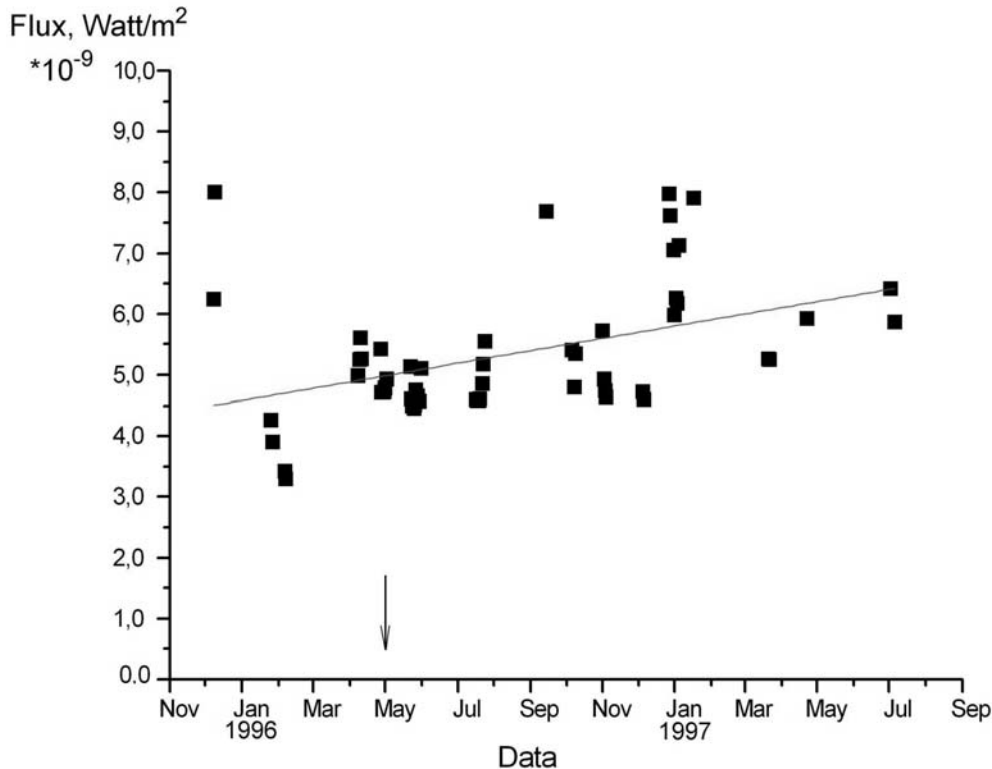


Рис. 2. Суточные значения интегральных потоков Солнца в рентгеновском диапазоне (GOES) в периоды низкой солнечной активности. Стрелкой указан момент начала 23-го цикла.

В работе [2] был проведен сравнительный анализ рентгеновских индексов солнечной активности (интегральных потоков рентгеновского излучения Солнца по данным станции GOES в диапазонах $1-8\text{\AA}$ и $0.5-4\text{\AA}$) со вспышечным Q-индексом Клетчека. Было показано, что в эпоху минимума активности Солнца при отсутствии вспышечной активности рентгеновский индекс испытывает вариации, что свидетельствует о существовании дополнительных источников рентгеновского излучения, роль которых становятся заметной в периоды минимальной активности. При этом других индексов, кроме рентгеновских, для описания этих источников пока не предложено. В связи с тем, что микроволновое радиоизлучение генерируется в тех же слоях солнечной атмосферы, что и мягкое рентгеновское излучение, представляется интересным провести сравнительный анализ рентгеновского индекса с таким индексом активности Солнца, как интегральные потоки микроволнового радиоизлучения.

В данной работе использовались среднесуточные значения интегральных потоков Солнца, измеренные на поляриметрах станции в Нобеяма (Япония) на волнах 1.76 см, 3.2 см, 8 см, 15 см и 30 см и интегральные

рентгеновские потоки (GOES, (1–8) Å) в период минимальной активности Солнца между 22 и 23 циклами (1995–1997).

Коэффициенты корреляции между среднесуточными интегральными потоками в рентгеновском и радиодиапазоне за трехлетний период оказались следующими: 0.79 (30 см), 0.86 (15 см), 0.73 (8 см), 0.68 (3.2 см) и 0.17 (1.76 см). Как видно, наиболее высокая корреляция между радио- и рентгеновскими индексами активности проявилась в дециметровом диапазоне, а на самой короткой волне 1.76 см корреляция отсутствует. В то же время, корреляция между рентгеновским и радио-индексами оказалась ниже, чем между рентгеновским и вспышечными индексами [2].

В периоды низкой солнечной активности обращают на себя внимание резкие вариации потоков, не согласующиеся с плавными изменениями рентгеновского потока. Для выяснения причин этих расхождений привлекались результаты радионаблюдений Солнца на РАТАН-600. Были выбраны периоды 7–11 апреля 1996 г. и 22–28 мая 1996 г., когда на диске отсутствовали пятна и поры, а также восходящие и заходящие активные области, но в то же время наблюдались стабильные по структуре яркие источники в рентгеновском диапазоне, которым соответствовали локальные радиоисточники на одномерных сканах Солнца на волнах 1.7–18 см (рис. 1). Оказалось, что при изменении суммарного потока локальных источников (вычисленных по данным РАТАН-600) на 0.3–0.5 с.е.п., интегральный поток радиоизлучения (согласно измерениям на поляриметрах станции Нобеяма) испытывает вариации на 2–3 с.е.п., при этом корреляция между вариациями интегральных потоков и изменениями потоков локальных источников по данным РАТАН-600 отсутствует. Был сделан вывод, что флуктуации интегральных потоков микроволнового излучения Солнца в периоды самой минимальной активности, а также относительно низкие коэффициенты корреляции между интегральными потоками в рентгеновском и радиодиапазонах за трехлетний период минимума солнечной активности обусловлены, в основном, погрешностью измерений абсолютных значений интегральных потоков радиоизлучения Солнца.

Авторы благодарят М.А. Лившица за полезную дискуссию.

Работа частично поддержана грантами – договор ОФН-15 и НШ-3645.2010.2

Литература

1. Бадалян О.Г., 1987, АЖ, т.63, вып.4., с. 762.
2. Милецкий Е.В., Дмитриев П.Б., 2007, Труды всероссийской конференции "Многоволновые исследования Солнца и современные проблемы солнечной активности", 28 сентября – 2 октября, 2006 г., п. Нижний Архыз, с. 170–180.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ШИРОТНО-ВРЕМЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Милецкий Е.В., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

FINE STRUCTURE OF LATITUDE-TIME EVOLUTION OF LARGE-SCALE SOLAR MAGNETIC FIELD

Miletsky E.V., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

It is found that after longitude averaging of absolute values of the solar large-scale photospheric magnetic fields (Kitt Peak data) zones of increased field strength appear. The latitude size of these zones is related to the magnetic flux in them. The average time interval between successive zones in 21-23 cycles is 1.38 years. Similar averaging with taking into account polarities of the field reveals high-latitude zones of increased field magnitude which drift to the poles. Some parameters of these zones are determined. It is shown that the phase speed of this drift tends to decrease in epochs of solar cycle maxima.

Целью работы является выявление и исследование закономерностей тонкой структуры в широтно-временной циклической эволюции крупномасштабного фотосферного магнитного поля (КМП), что представляется важным для дальнейшего прогресса в понимании природы 11-летнего и других циклов солнечной активности. Информация о КМП взята из синоптических карт измерений напряженности фотосферного магнитного поля обсерватории Китт Пик (<ftp://nsokp.nso.edu/kpvt/synoptic/mag>) за 1975–2003 гг. (обороты 1625–2007). Широтно-временное распределение получалось усреднением по долготам (абсолютных или с учетом знака) значений напряженности магнитного поля.

На первом этапе в результате усреднения по долготам абсолютных значений напряженности магнитного поля было получено широтно-временное распределение КМП, хорошо представляемое в виде известной «диаграммы бабочек». Анализ тонкой структуры полученного распределения указывает на существование зон повышенной интенсивности поля, разделенных интервалами времени от 0.8 до 2.5 лет. С помощью FFT-фильтрации, было проведено выделение этих зон в интервале периодов 8–39 оборотов (0.6–3 гг.). В результате было получено распределение интенсивностей КМП, положительные значения которого имеют вид структур, вытянутых по широте до 30°–40° (Рис. 1, верхняя панель). Значение среднего интервала времени между соседними зонами составило 1.38 года. Мы обнаружили тесную взаимосвязь (коэффициент корреляции $R = 0.889$) между широтным размером зон повышенной интенсивности КМП и величиной магнитного потока в них (Рис. 1, нижняя панель). Эта зависимость

аналогична установленной нами ранее закономерности [1–3], согласно которой рост уровня солнечной активности приводит к увеличению широтного размера соответствующей зоны на Солнце.

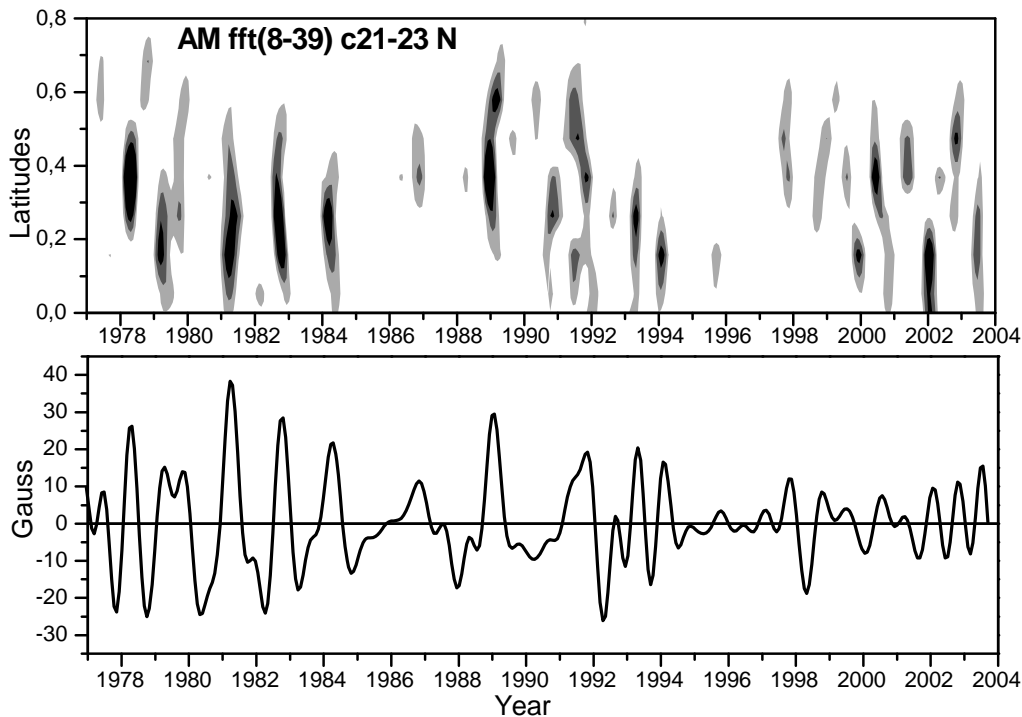


Рис. 1.

На следующем этапе широтно-временное распределение КМП было получено усреднением по долготам значений напряженности поля в соответствующем широтном диапазоне с учетом полярности. Каждое значение, получаемое в результате такого усреднения, представляет собой избыток (разбаланс) того или иного знака (далее ИКМП). При этом его величина не обязательно должна зависеть от соответствующей средней интенсивности поля. Картина, получаемая при таком способе усреднения, хорошо отражает многие свойства 11-летней цикличности, а вид соответствующей ей диаграммы хорошо известен (см., например, [4]). Однако существуют отличия от диаграммы, полученной при долготном усреднении без учета полярности. Особенно явно они проявляются на широтах выше «королевской зоны» ($\pm 40^\circ$), где хорошо выявляются зоны ИКМП различных знаков, демонстрирующие широтный дрейф по направлению к полюсам.

Мы проанализировали особенности временных вариаций сумм («широтных сверток») ИКМП в зонах I (экваториальная зона: $\sin(LA) = 0-0.5$), II (средняя зона: $\sin(LA) = 0.6-0.8$) и III (полярная зона: $\sin(LA) = 0.9-1.0$). Для зоны I в каждом полушарии Солнца такая свертка выполнена с учетом и без учета знака ИКМП, и получены по два ряда: $M(NI)$, $M(SI)$ (ряды со знаком) и $Mabs(NI)$, $Mabs(SI)$ (ряды без знака). В N и S полушариях ряды-свертки $Mabs(NI)$ и $Mabs(SI)$ имеют временные вариации, хорошо согла-

сующиеся с таковыми у рядов индекса числа групп пятен и интенсивности «беззнакового» поля. Таким образом, в «королевской зоне» разбаланс полей разных знаков пропорционален интенсивности этих полей.

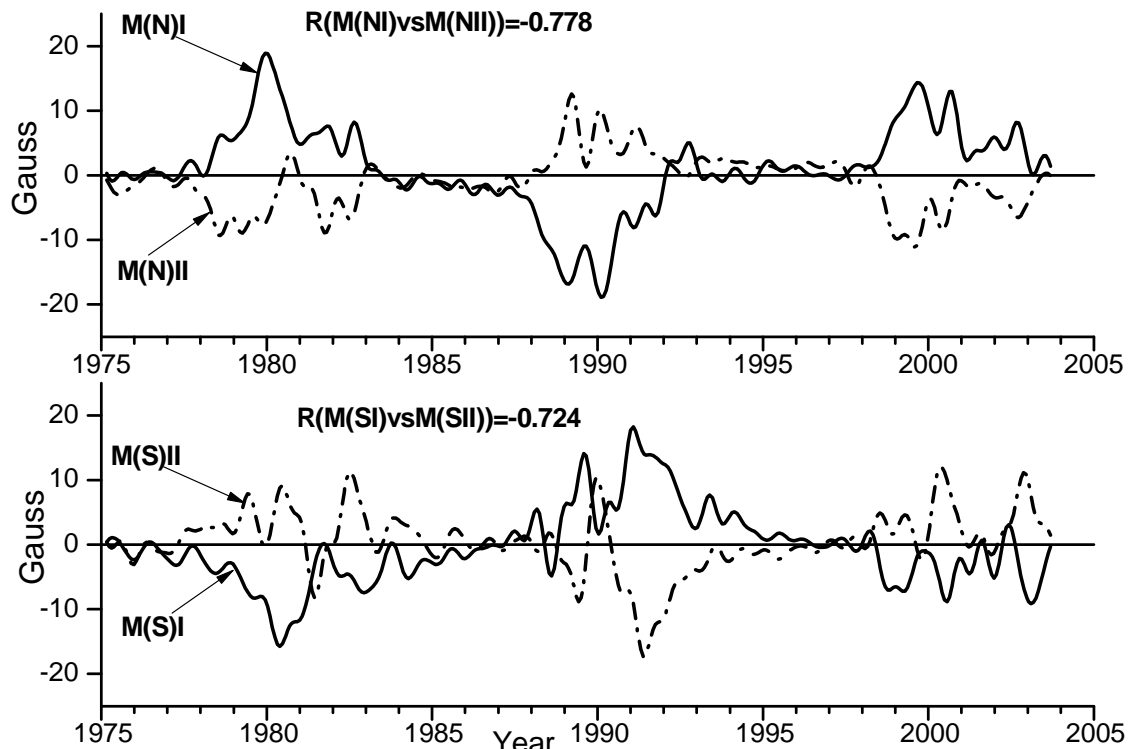


Рис. 2.

В изменениях рядов-сверток ИКМП со знаком в зоне I ($M(NI)$, $M(SI)$) (Рис. 2, верхняя панель) и зоне II ($M(NII)$ и $M(SII)$) (Рис. 2, нижняя панель) высока степень «зеркальности» (антикорреляции). Наблюдаются длительные участки (3–6 лет), когда значения поля очень малы.

Вариации рядов-сверток ИКМП на высоких широтах ($M(NII)$, $M(SII)$), кроме дипольной компоненты, имеют компоненту, отражающую изменения поля на более низких широтах (Рис. 3, нижняя панель). Поведение кривых $M(NII)$ и $M(SII)$ хорошо согласуется с вариациями рядов «полушарных» сумм значений поля ($M(N)$, $M(S)$) (Рис. 3, верхняя панель). Моменты смены знака рядов этих сумм синхронизированы лучше, чем эти моменты на высоких широтах, характеризуемые рядами $M(NII)$ и $M(SII)$.

Для исследования свойств широтного дрейфа ИКМП в каждом широтном интервале с помощью FFT-фильтрации были выделены вариации с периодами из диапазона 8–39 оборотов (0.6–3 гг.). Затем для наиболее значимых из полученных зон ИКМП в каждом полушарии на широтном интервале $\sin(LA) = 0.4–0.8$ были определены годовые значения скоростей этого дрейфа. Оказалось, что в 21–23 циклах средние значения скоростей дрейфа в различных полушариях Солнца близки (15.1 м/с – в N полушарии, 15.5 м/с – в S).

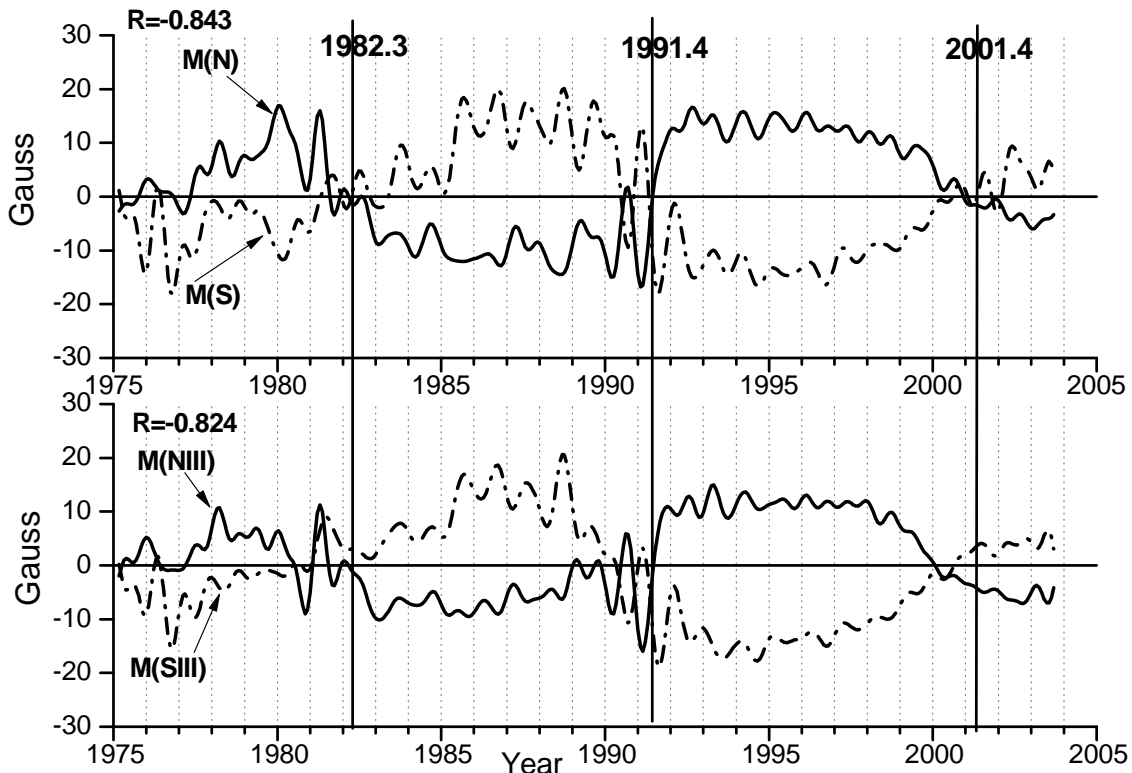


Рис. 3.

Обнаружена тенденция к понижению скорости дрейфа в эпохи максимумов трех рассмотренных 11-летних циклов (10–15 м/с) по сравнению с эпохами минимумов (20–25 м/с). Такая закономерность согласуется с недавним результатом, полученным по данным SOHO/MDI в работе [5] для 23-го цикла солнечной активности.

Работа поддержана грантами РФФИ № 10-02-00391, 09-02-00083 и НШ-3645.2010.2.

Литература

1. Милецкий Е.В., Иванов В.Г.: 2009. АЖ. **86**, 922.
2. Милецкий Е.В., Иванов В.Г.: 2009. Труды XIII Пулковской конференции по физике Солнца. Пулково. С. 301-304.
3. Ivanov, V.G. and Miletsky, E.V.: 2010. Solar Physics, in press.
4. Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А.: 2009. Труды XIII Пулковской конференции по физике Солнца. Пулково. С. 197-200.
5. Hathaway, D.H., Rightmire, L.: 2010, Science **327**, 1350.

СВОЙСТВА КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ НА ВИДИМОЙ И ПРОТИВОПОЛОЖНОЙ СТОРОНЕ СОЛНЦА

Минасянц Г.С., Минасянц Т.М.

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова. Алматы, Казахстан

PROPERTIES OF CORONAL MASS EJECTIONS FORMING ON FRONTSIDE AND BACKSIDE OF THE SUN

Minasyants G.S., Minasyants T.M.

Fesenkov V.G. Astrophysical Institute. Almaty, Kazakhstan

The properties of coronal ejections on the frontside and the backside of the Sun were investigated. We have found the exclusive groups of ejections with the highest values of the energy parameters, which are appeared in the decreasing of stage of the cycle 23. The sources of these ejections are the powerful complexes of the activity on the both sides of solar disk.

Благодаря непрерывной работе на орбите солнечной обсерватории SOHO осуществляется систематическая регистрация возникновения и развития корональных выбросов массы (КВМ). Причем, в проекции на небо фиксируются выбросы, движущиеся как к Земле, так и в противоположную сторону. Для выбросов в каталоге “SOHO/LASCO CME CATALOG” приводятся следующие данные: позиционный угол, угловая ширина, линейная скорость (V), ускорение (a), масса (m), кинетическая энергия (E_k).

В дальнейшем выбросы, которые возникли на видимой стороне Солнца, мы будем обозначать FS (Frontside), а на обратной стороне – BS (Backside). Для сопоставления свойств FS и BS выбросов в период с 16 августа 1996 г. по 15 декабря 2004 г. было использовано 162 события FS и 108 – BS, представляющих собой выбросы типа Halo. Число принятых к рассмотрению FS и BS выбросов ограничивалось теми, для которых опубликованы рассчитанные значения массы и кинетической энергии. Заметное различие в количестве выбросов FS и BS можно объяснить сложностью отождествления и определения их координат вблизи лимба Солнца и влиянием выборки при расчете массы и кинетической энергии выбросов.

Снимки SOHO двух выбросов Halo приведены на рис. 1. Событие FS – 28 октября 2003 г. (а, б) и событие BS – 5 июля 2004 г. (в, г). Корональные снимки каждого события были сопоставлены с изображением Солнца в ультрафиолете ($\lambda 195\text{\AA}$). Выброс FS (б) сопровождался развитием вспышки с координатами S16 E08 (а); для BS выброса (г), на видимом диске, вспышечная активность отсутствует (в).

Согласно исследованию М.В. Еселевич и А.И. Хлыстовой [1], при движении выброса Halo со скоростью, превышающей 400 км/с, вблизи Земли регистрируется ударный фронт. Поэтому одним из признаков дви-

жения выброса Halo в противоположную от Земли сторону является отсутствие ударного фронта. Это условие выполняется для рассмотренных BS выбросов.

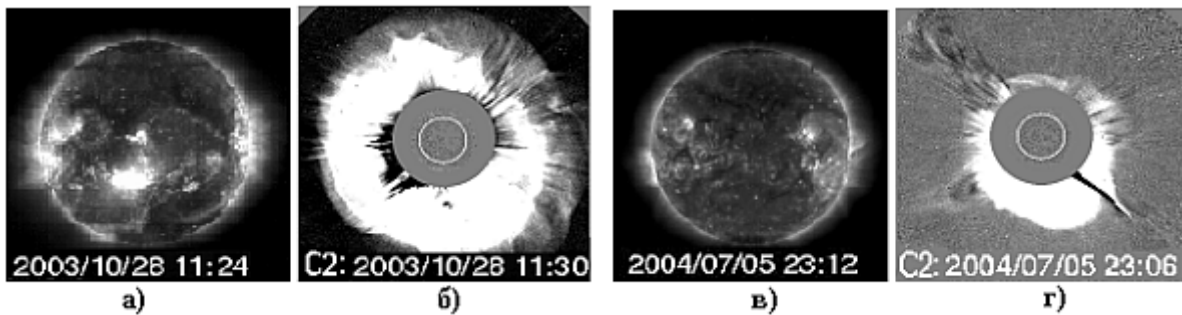


Рис. 1. Сопоставление развития FS (а, б) и BS (в, г) выбросов.

Сопоставление параметров m , V , α , E_k для выбросов FS и BS показывает одинаковый, как и ожидалось, ход изменений со временем (см. рис. 2).

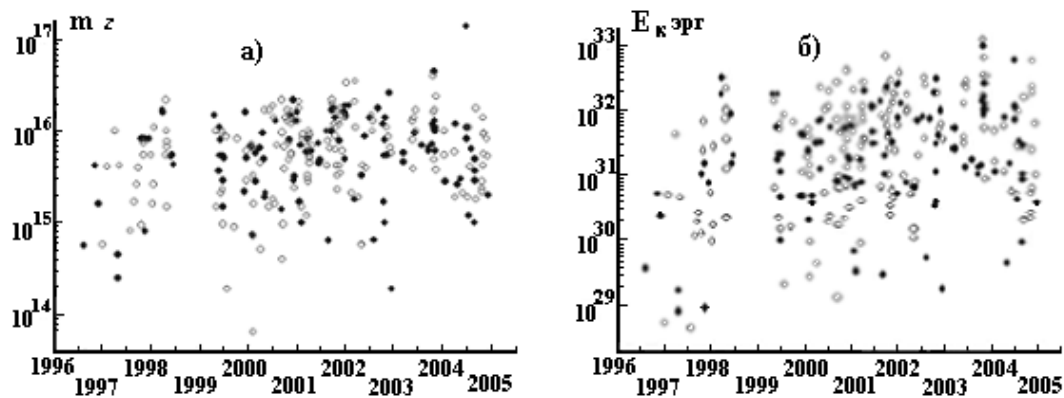


Рис. 2. Сравнение значений массы (а) и кинетической энергии (б) выбросов FS – открытые кружки, BS – сплошные, для 1996-2004 г.г.

Была оценена нижняя граница выброшенной массы вещества корональных выбросов типа Halo со всей поверхности Солнца за рассматриваемый период наблюдений: $m_{FS} + m_{BS} = 1.35 \cdot 10^{18} z + 9.73 \cdot 10^{17} z = 2.32 \cdot 10^{18} z$. Соответствующее значение для кинетической энергии выбросов составляет: $E_k^{FS} + E_k^{BS} = 0.70 \cdot 10^{34} \text{ эрг} + 1.33 \cdot 10^{34} \text{ эрг} = 2.03 \cdot 10^{34} \text{ эрг}$.

Наглядным примером использования BS наблюдений выбросов для прогноза появления из-за восточного лимба новой области является группа AR 10486 (S16, L286), существовавшая на Солнце в октябре – ноябре 2003 г. За период с 15 по 21 октября 2003 г. в этой группе произошло 8 корональных выбросов BS. Причем, два из них были типа Halo и имели высокие значения массы ($7.2 \cdot 10^{15} z$ и $1.2 \cdot 10^{16} z$) и кинетической энергии ($1.4 \cdot 10^{31}$ эрг и $1.3 \cdot 10^{32}$ эрг). 15 октября в 14h 06m был зарегистрирован BS выброс, имевший позиционный угол SW, а 16 октября в 1h 31m – угол SE. То есть активная область в промежуток времени между этими выбросами пересек-

ла центральный меридиан. Благодаря этому легко оценить время выхода AR 10486 на видимую часть диска Солнца, которое приходится на 21 октября, что и подтверждают наблюдения. В дальнейшем, с 23 октября по 4 ноября в AR 10486 произошло 6 вспышек рентгеновских баллов от X1.1 до X28 – самой мощной в цикле. Большинство вспышек сопровождалось высокоэнергичными выбросами; 28 октября был зарегистрирован выброс, обладавший самой высокой кинетической энергией ($V = 2459$ км/сек, $E_k = 1.2 \cdot 10^{33}$ эрг).

Кроме сопоставления параметров FS и BS, рассмотрены некоторые общие свойства структур выбросов типа Halo. На рис. 3 (а) показано, что чем массивнее выбросы, тем более высокую скорость, в среднем, они имеют. Эта зависимость сохраняется до $V_{cp.} \sim 1500$ км/сек, при этом масса выбросов увеличивается более чем на порядок. Среднее значение массы выбросов, движущихся со скоростью $V_{cp.} > 1500$ км/с, составляет $m_{cp.} \sim 10^{16}$ г.

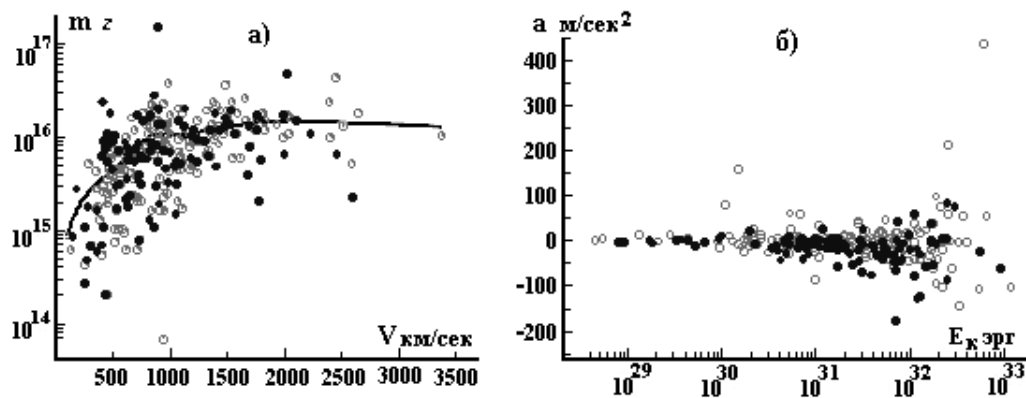


Рис. 3. Сопоставление значений скорости и массы (а), кинетической энергии и ускорения (б) для FS и BS выбросов. Обозначения FS и BS выбросов аналогичны рис. 2.

Самые высокие значения ускорений и торможений имеют FS и BS выбросы, обладающие наибольшей кинетической энергией (рис. 3 б).

Далее были сопоставлены значения ускорений FS и BS выбросов типа Halo для 23-го цикла активности 1996–2008 гг. Годы минимума (1996 г.) и роста цикла (1997–1999 гг.) характеризуются, кроме двух случаев, абсолютными значениями a в пределах 45 м/с². На период максимума (2000–2002 гг.) приходится основное количество выбросов с большими амплитудами, как ускорений, так и торможений (-50 м/с² $> a > 50$ м/с²), что подтверждается результатами исследований в [2]. 12 мая 2000 г. наблюдалось самое сильное торможение выброса ($a = -179.7$ м/сек²). При этом на расстоянии $20R_{\odot}$ скорость уменьшилась от значения $V = 2604$ км/с до $V = 2096$ км/с.

Для стадии спада цикла (2003–2007 гг.) обнаружена четко прослеживаемая структурированность выбросов, источниками которой были от-

дельные мощные комплексы активности. На рис. 4 тремя вертикальными прерывистыми линиями показаны FS и BS выбросы. Эти выбросы возникли в 3 следующих комплексах активности: октябрь – ноябрь 2003 г. – AR 10486, AR 10484, AR 10488; январь 2005 г. – AR 10720, AR 10718; июль 2005 г. – AR 10786, AR 10792. Причем, в каждом комплексе одна из областей проявляла более высокую активность (они указаны в списке первыми). По количеству выбросов, обладающих абсолютно высокими значениями ускорений и торможений ($-100 \text{ м/сек}^2 > \mathbf{a} > 100 \text{ м/сек}^2$), стадия спада цикла превосходила фазу максимума. 4 ноября 2003 г. было зафиксировано экстремальное значение ускорения выброса ($\mathbf{a} = 434.8 \text{ м/сек}^2$), позволившее ему разогнаться вблизи Солнца до скорости $V = 3731 \text{ км/сек}$.

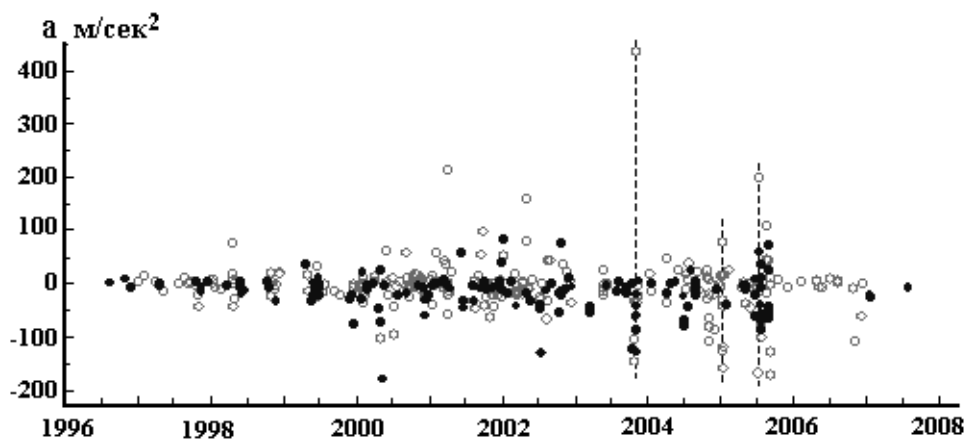


Рис. 4. Значения ускорения FS и BS выбросов типа Halo в течение 23-го цикла активности. Обозначения FS и BS выбросов, аналогичные рис. 2.

Для всех стадий развития цикла число выбросов типа Halo, движущихся с торможением (248), существенно превышает число выбросов, положительно ускоренных (138).

Подводя итог работы, отметим, что параметры корональных выбросов, возникающих на противоположной стороне Солнца, указывают на присутствие там развитых активных областей. Имеется возможность спрогнозировать выход этих областей на видимую сторону Солнца. Выявлена характерная особенность в развитии стадии спада 23-го цикла: четко выделяются отдельные группы выбросов, источниками которых были комплексы активности на обеих сторонах диска Солнца. На стадии спада цикла число выбросов, имеющих наиболее высокие значения кинетической энергии и ускорения, превосходило стадию максимума.

Литература

1. *Еселевич М.В., Хлыстова А.И.* Связь параметров вспышки в линии $\lambda 195\text{\AA}$ со скоростью корональных выбросов массы типа «гало» // Тезисы докладов международной молодежн. научн. школы по фунда. физике. Иркутск. 2006. С.46.
2. *Peng-Xin Gao, Ke-Jun Li.* A cyclic behavior of CME accelerations for accelerating and decelerating events // *Res. Astron. Astrophys.* 2009. V. 9, №10. P.1165.

THE EFFECTS OF DIFFERENT SOLAR DRIVERS ON THE IONOSPHERE

Mořna, Z.^{1,3}, Koucká Knížová, P.¹, Georgieva, K.², Kirov, B.²

¹*UFA-CAS, Prague, Czech Republic*

²*SSTRI, Sofia, Bulgaria*

³*FMP, CU, Prague, Czech Republic*

ЭФФЕКТЫ РАЗНЫХ СОЛНЕЧНЫХ СОБЫТИЙ НА ИОНОСФЕРУ

Мошна, З.^{1,3}, Коучка Книжова П.¹, Георгиева, К.², Киров, Б.²

¹*УФА-ЧАН, Прага, Чешская Республика*

²*ИКСИ-БАН, София, Болгария*

³*Факультет математики и физики, КУ, Прага, Чешская Республика*

Проанализированы 6 солнечных событий (высокоскоростные потоки солнечного ветра, выбросы коронального вещества, магнитные облака) за период 2004–2010 гг. и их ионосферный отклик. Сравнены критические частоты f_oF2 и высоты максимума плазменной частоты (электронной концентрации) h_mF2 в спокойные дни перед событиями и в возмущенные дни после событий. Эффекты солнечной активности проявлялись как понижение f_oF2 после некоторых событий (обычно на 10–20 %). Ночные значения f_oF2 значительно понижались после всех событий. Наблюдалось изменение h_mF2 . Были зарегистрированы волновые структуры с периодами 1–8 часов и 2.5 дней.

Introduction

The ionosphere, the ionized part of the atmosphere, is a highly variable system influenced by solar activity, geomagnetic activity, and neutral atmosphere. Different solar drivers (High Speed Solar wind Streams from solar coronal holes - HSS, Coronal Mass Ejections - CME, and Magnetic Clouds - MC, a special case of CMEs with rotation of the magnetic field), are supposed to affect and disturb differently the magnetosphere and ionosphere [1]. HSSs lead to high latitude Joule and particle heating of the atmosphere and a subsequent response in global thermosphere density leads to a redistribution of mass density and changes in the ionosphere peak height. The temperature changes are also expected to affect the electron density in the F2 region or/and Total Electron Content (TEC) by changing the recombination rate and height of the ionospheric F2 layer. In addition, the F region electron density or TEC can be significantly changed by transport through neutral winds and electric fields [2]. The main effects of the CME are prompt penetration of enhanced interplanetary electric field to the low-latitude ionosphere and formation of strong subauroral polarization electric fields, increase in the particle precipitation to low altitudes and thermal expansion of the ionosphere. The particle precipitation increases the ionization production near the ionospheric peak and below, which increases electron density and electron temperature [3]. These effects are expected to be even stronger for MCs because of the prolonged periods of southward IMF due to the magnetic field rotation [1].

Events and Data

Three events in 2004, two in 2005, and one in 2010 were selected (Tab. 1). The criteria for this selection were: comparable Bz and response by means of Dst (except event No.3), similar season (spring and autumn, except event No. 6), at least 14 quiet days before each event. Data for the events come from the DIDB database (<http://ulcasr.uml.edu/DIDBase/>). Magnetic properties by means of the B and Bz (and geomagnetic indices Dst and Kp) are from OMNI database (omniweb.gsfc.nasa.gov/).

Table 1.

No	Year	Date	type of event	max speed	min Dst	min Bz	Max Kp
1	2004	Feb 11	MC R	703	-109	-12.4	6.3
2	2004	Mar 09	HSS	745	-77	-7.1	6.3
3	2004	Nov 07	MC L	730	-370	-44.6	8.7
4	2005	Oct 08	HSS	716	-47	-12.8	4.7
5	2005	Oct 31	CME	386	-75	-8.1	5.0
6	2010	Aug 03	MC	598	-59	-10.7	6.7

Ionospheric data

The ionosonde measures the time-of-flight of the transmitted signal detected after reflection from the ionospheric plasma. The ionospheric layers and their time variability can be analyzed using the ionogram (time-frequency characteristic of the ionosphere). The basic characteristics used in the present paper are the critical frequency of the F2-layer (foF2), which is proportional to the electron concentration, and the height of the maximum plasma frequency or electron concentration in F2-layer (hmF2). The parameter hmF2 is recalculated by NHPC [4].

Approximately nine days with the regular cadence 15 minutes were processed for each event. All the ionograms were manually scaled. Four days prior to the event serve as the normal state reference. For events No.1-3 and No.6 data were measured in Pruhonice station (Czech Republic, 49.9°N, 14.5°E). For events No. 4-5 data from six ionospheric stations including Pruhonice were used. Continuous Wavelet Transform was applied on the data in order to detect periodicities within the F-2 layer parameters oscillation excited by the solar events [7]. The digisonde (digital ionosonde) which has operated in Pruhonice station since 2004 allows us to measure vertical and horizontal movements of ionospheric plasma [5]. For this, the graph of Doppler shift of the reflected signal is used. All wavelet power spectra and plots of ionospheric plasma drift can be found in [6].

Ionospheric responses

Changes in foF2 and hmF2

Responses in foF2 and hmF2 for all six events are summarized in Fig. 2-1 to 2-6:
2-1 Significant decrease of nighttime foF2; no rapid changes in daytime foF2 or hmF2
2-2 Decrease of daytime foF2 in days 2-3 after the event; Values of hmF2 increase during three night following the HSS.
2-3 Two consecutive MC events which caused the strongest ionospheric response: decrease in foF2 after the first event, recovery and strong decrease after the second. Increase in nighttime hmF2 and destabilizing of the regular course (oscillations of hmF2) is seen in the bottom panel.

2-4 No significant changes in daily foF2 or in hmF2. Critical frequencies foF2 decreased in three nights following the event.

2-5 Similar response as observed in the event 4: decrease of nighttime foF2, no changes in daytime foF2 or hmF2.

2-6. Similar results from all three stations: Decrease in both daytime and nighttime foF2 in three days after the event, increase in nighttime hmF2 and strong oscillations.

Practically all events exhibit decrease in the nighttime critical frequency foF2. The strongest ionospheric response follows event 3, seen both in foF2 and hmF2. Values of foF2 after event 2 decrease significantly during day. Night and virtual heights hmF2 increase. Six ionospheric stations give similar results for events 4 and 5: Practically no changes in foF2 (except slight decrease during night) or hmF2 are observed.

Continuous Wavelet Transform

Wave-like activity increase is well seen after first and second MC in event No.3. Wave structures, in the oscillation of hmF2, with period of about 7 hours follow immediately the MC event (No.3). Structures with period around 3.5 hours are well developed after the first MC in this event (Fig. 2-3). Increase in the wave activity within oscillation of foF2 on periods 1-2 hours is observed with one-day time delay. Wave-like activity at period around 2.5 day increases in foF2 three days after the event 6.

Changes in Drift velocities

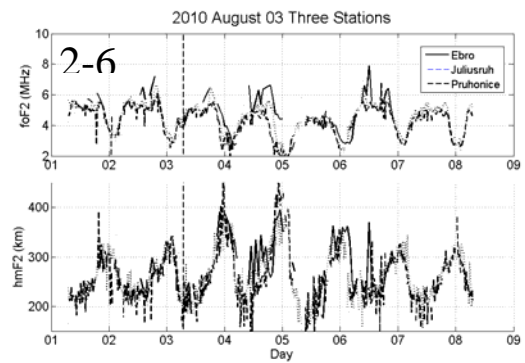
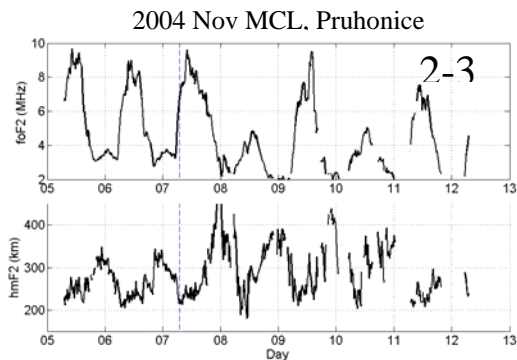
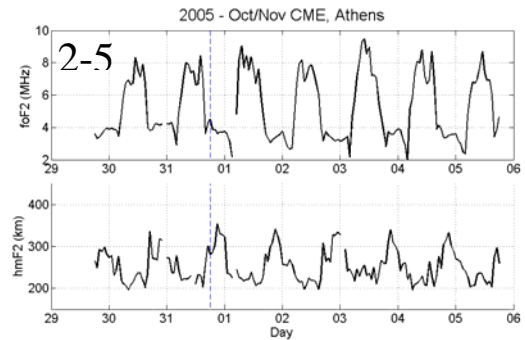
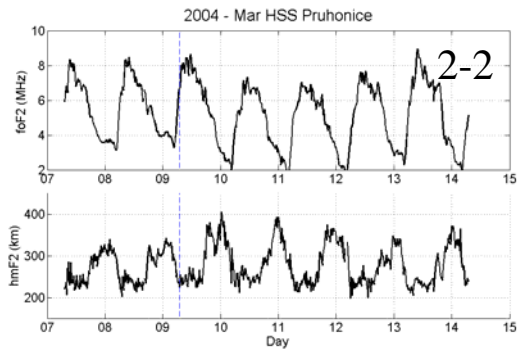
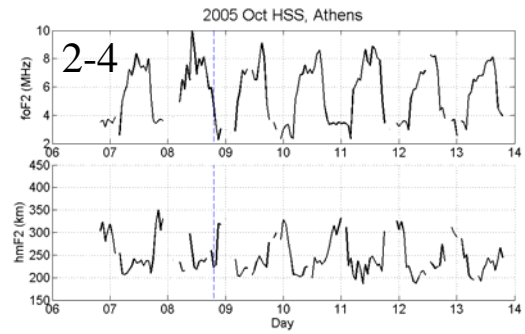
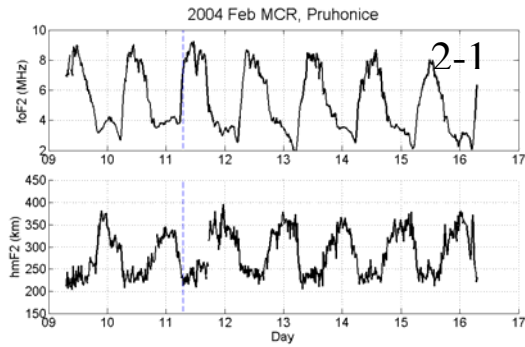
Five events (No.1-5) were studied using drift data. In three cases (No.3, 4, 5) the measurements showed anomalous behavior of plasma drift velocities below maximum of F2 - layer. Typically, we observe the increase in the drift velocity in the F2 – layer. The highest horizontal velocities follow event No.3. In this case the horizontal velocity exceeded 300 m/s (usually, daily values do not exceed 150 m/s). Vertical velocities were changed in the evening hours in all three events (No. 3, 4, 5). The velocities varied from negative to positive values and it may be interpreted as a pulsation of the plasma in the F-2 layer.

Discussion and Conclusion

Six solar events and corresponding ionospheric response by means of foF2, hmF2, wave activity and drift were analyzed. Significant changes in the parameter foF2 were detected after all the events during several nights after the events. Daily courses of foF2 and hmF2 were affected in events 2, 3 and 6. Daily values of foF2 decreased during two or three days after the event. Heights of maximum plasma frequencies increased significantly during two or three nights and the normal courses of hmF2 were destabilized in these events. Wave – like oscillations were detected using drift measurements after events 3, 4 and 5. By mean of CWT, increase on periodicities of several hours (event No.3) and 2.5 day (event No.6) were detected.

Acknowledgements

This work was supported by the Grant Agency of the Academy of Sciences of the Czech Republic (project IAA300420704).



References

1. *Georgieva K., Kirov B., Gavrusseva E.*, Phys. Chemistry of the Earth, 31, 81–87, 2006.
2. *Lei J, Thayer J.P., et al.*, Geophys. Res. Lett., 35, L19105, doi:10.1029/2008GL035208, 2008.
3. *Gopalswamy N., Barbieri L., G. et al.*, Geophys. Res. Lett. 32, L03S01, doi:10.1029/2005GL022348, 2005.
4. *Huang X. and Reinish B.W.*, Adv. Space Res., 18, 121-129, 1996.
5. *Kouba, D., Boska, J. et al.*, Ionospheric drift measurements: Radio Scie., 43, 1, RS1S90/1-RS1S90/11, 1998.
6. <http://www.ufa.cas.cz/html/climaero/mosna/pulkovo/index.htm>
7. *Sauli P., Abry P., Altadill D., Boska J.*, Detection of the wave-like structures in the F-region electron density: Two station measurements. Studia Geophysica et Geodaetica, 50(1) 131–146, 2006.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИРОСИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 2 МАЯ 2007
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭКСТРАПОЛЯЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В БЕССИЛОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ**

Мышьяков И.И., Руденко Г.В., Кашапова Л.К., Мешалкина Н.С.
Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск.

**MODELING OF GYROSYNCHROTRON EMISSION OF SOLAR
FLARE OF 2 MAY 2007 WITH USING OF FORCE-FREE MAGNETIC
FIELD RECONSTRUCTION**

Myshakov I.I., Rudenko G.V., Kashapova L.K., Meshalkina N.S.
Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk.

In present work the analysis of magnetic field topology influence on solar radio emission of the flare observed on 2 May 2007, is carried out. 3D magnetic structure of AR 10953 was reconstructed in force-free approach at the beginning of the flare. Reconstructed force lines demonstrate a good correspondence with real loop structures, visible in X-rays. Based on the reconstructed parameters of magnetic field, plasma parameters in flare loop were defined and gyrosynchrotron emission was calculated. The results are compared with NoRH observations.

По данным *Hinode/SOT* за 2 мая 2007 23:20 UT восстановлена трехмерная структура магнитного поля активной области 10953 в нелинейном бессилловом приближении. Восстановление магнитного поля проведено по методу оптимизации [1] в реализации [2] с варьируемыми граничными значениями. Картина рассчитанных силовых линий хорошо согласуется с петельной структурой, видимой в рентгеновском диапазоне, что дает основание считать восстановленное магнитное поле соответствующим действительности (Рис. 1).

В процессе развития активной области 2 мая 2007 23:38 UT была зафиксирована вспышка класса C8.5. Из полной информации о пространственной структуре восстановленного поля выделена отдельная силовая линия, соответствующая вспышечной петле. Геометрия петли и параметры магнитного поля использованы в качестве основных входных параметров для расчета гиросинхротронного радиоизлучения с помощью программы *GS-modulator* [3,4]. К сожалению, в момент максимума вспышки наблюдения КА *RHESSI* отсутствовали, потому что аппарат вошел в земную тень. Однако нам удалось сделать оценку температуры (25MK) и, с привлечением данных поляриметра Нобеяма, электронного спектрального индекса (5.4). Была выбрана стандартная фоновая плотность

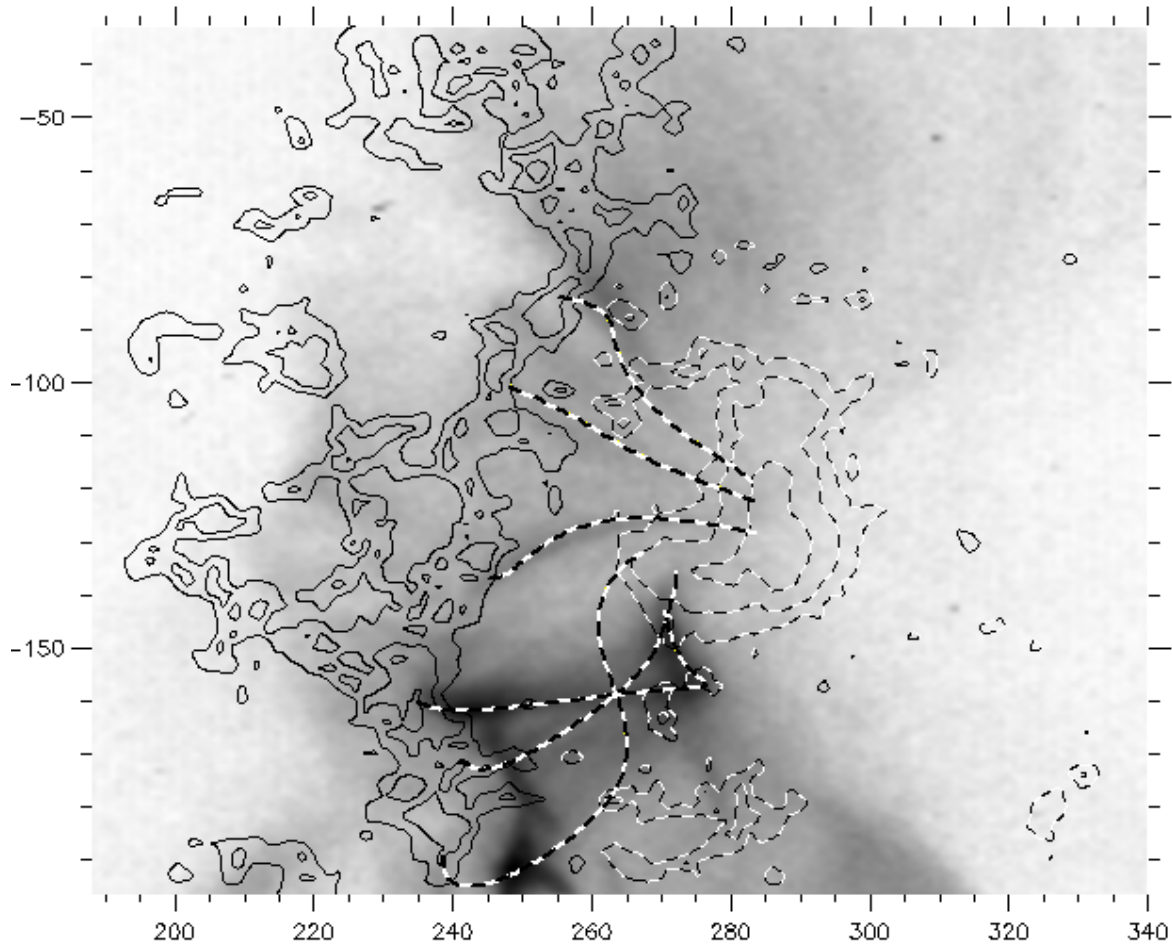


Рис. 1. Картина рассчитанных силовых линий (толстые штрихованные), наложенная на рентгеновский снимок *Hinode/XRT* за 2 мая 2007 23:21 UT. Непрерывные контурные линии соответствуют положительной полярности нормальной компоненты магнитного поля, тонкие штрихованные – отрицательной полярности.

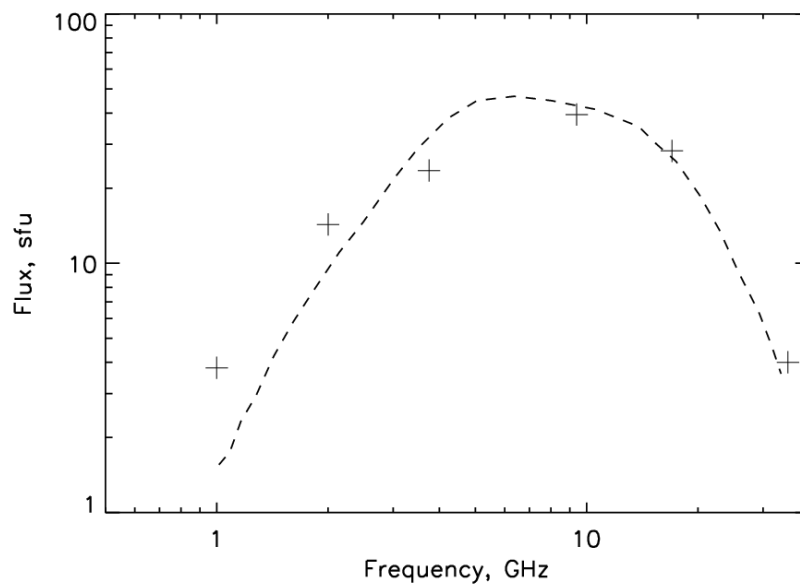


Рис. 2. Спектры радиоизлучения. Штриховая линия – расчетный спектр, значками «+» отмечен реальный интегральный спектр по данным NoRH.

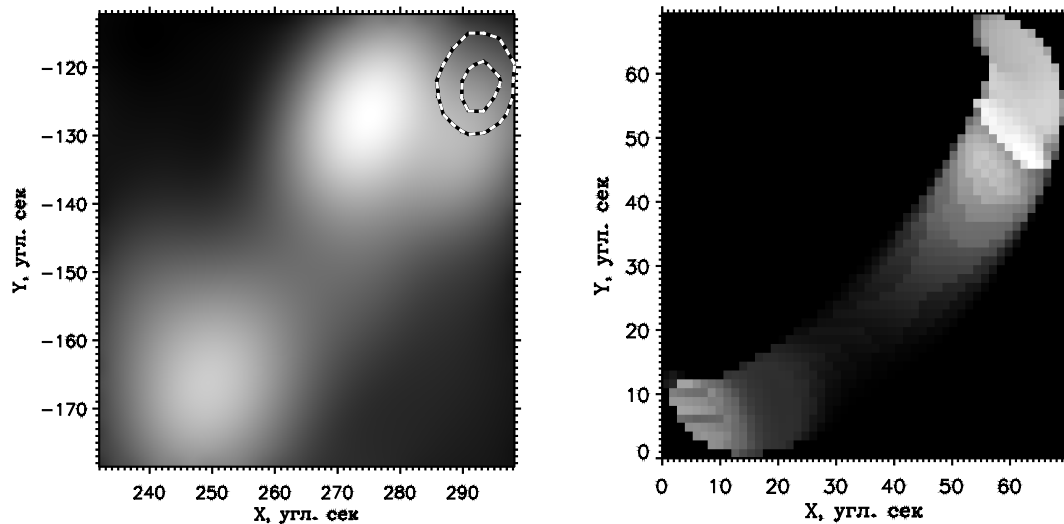


Рис. 3. Интенсивности радиоизлучения на частоте 17 ГГц. Слева – реальное радиоизображение NoRH, справа – модельное. Контурами отмечена поляризация.

плазмы $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. Расчеты гиротронного излучения проводились для электронов с энергиями от 0.1 до 10 МэВ. Наилучшее соответствие наблюдаемого и смоделированного спектров было достигнуто при плотности электронов $5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Интегральный спектр радиоизлучения по данным NoRH на высоких частотах хорошо согласуется с расчетным спектром (Рис. 2). Более высокая интенсивность реального радиоизлучения на низких частотах, по-видимому, объясняется вкладом от соседних вспышечных петель, не учитываемым при моделировании. Измеренная и расчетная интенсивности радиоизлучения, в целом, демонстрируют качественное соответствие (Рис. 3). Тот факт, что при моделировании радиоизлучения на частоте 17 ГГц интенсивность остается достаточно высокой на всем протяжении петли, возможно, объясняется тем, что реальное распределение плотности плазмы в петле отличается от модельного. Так же на характер распределения интенсивности может влиять геометрия петли. Восстановленное магнитное поле имеет бессильную структуру, используемая в проводимом исследовании версия алгоритма расчета радиоизлучения настроена таким образом, что выделенная вспышечная петля аппроксимируется диполем с использованием параметров магнитного поля вспышечной петли. Несмотря на выше перечисленные недостатки, применение данной методики к исследованию гиротронного излучению солнечных вспышек позволяет исследовать соотношение между плотностью фоновой плазмы и ускоренных электронов, а также изучать реальное распределение плотности плазмы во вспышечной петле.

Работа поддержана Лаврентьевским грантом СО РАН 2010-2011 гг. и грантом РФФИ 09-02-92610-КО.

Литература

Wheatland M.S., Sturrock P.A. and Roumeliotis G.: 2000, *Astrophys. J.* **540**, 1150.

Rudenko G.V. and Myshyakov I.I.: 2009, *Solar Phys.*, **257**, 287.

Fleishman, Gregory D.; Nita, Gelu M.; Gary, Dale E.: 2009, *The Astrophysical Journal Letters*, **698**, L183.

Fleishman, Gregory D., Kuznetsov, Alexey A.: 2010, *Astrophys. J.*, **721**, 1127.

СРЕДНЕМЕСЯЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЧИСЛА ПОЛЯРНЫХ ФАКЕЛОВ И ИХ ФУНКЦИЯ ВИДИМОСТИ

Наговицын Ю.А.

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

MONTHLY NUMBERS OF POLAR FACULAE AND THEIR FUNCTION OF VISIBILITY

Nagovitsyn Yu.A.

*Central astronomical observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia,
nag@gao.spb.ru*

Four observational sets of monthly means of polar facula numbers, namely Mitaka (1951–1998), Kislovodsk (1960–2008), Ussuriysk (1963–1994) and Kodaikanal (1940–1957), are corrected for nonlinear function of visibility in the form (2).

Уже около полувека циклический процесс генерации магнитного поля Солнца гелиофизики связывают с взаимодействием двух глобальных компонентов, обладающих разной геометрической симметрией: полоидальным и тороидальным.

Процесс превращения первого из них во второй в течение цикла динамо, происходящий из-за дифференциального вращения Солнца, называют Омега-эффектом. Обратный процесс превращения второго в первый (по некоторым схемам происходящий из-за ненулевой в среднем для локальных конвективных движений корреляции $[\vec{V}, \text{rot}\vec{V}]$) – Альфа-эффектом.

В последнее время получены убедительные наблюдательные свидетельства прямых связей: Омега-эффекта, – выявленных как опережающая на 11/2 лет амплитудная модуляция т.н. диполь-октупольного индекса по отношению к пятненным индексам (см. [1] и др.). Обратная же связь до сих пор нигде «не засвечивалась». Это приводит даже некоторых авторов к заключению, что необходим пересмотр традиционной теории динамо.

Заметим, что уже давно известен индекс активности, характеризующий крупномасштабный полярный магнитный поток, – число полярных факелов NPF , и именно этот индекс, как представляется, должен отражать обратные по отношению к Омега-эффекту связи при взаимодействии компонентов в динамо-процессе (на синоптических картах магнитного поля Солнца заметны дрейфы из пятненных областей к полюсам с типичными временами порядка 1 года).

Однако существует объективная трудность: вычисление индекса NPF отягощено рядом систематических ошибок, обусловленных тем, что полярные факелы представляют собой компактные высокоширотные мало-контрастные объекты, и эти ошибки необходимо учитывать.

В этой работе мы произведем коррекцию нескольких наблюдательных рядов NPF за сезонный ход – основной фактор, искажающий среднемесячные величины NPF , необходимые для дальнейших исследований связей в динамо-процессе.

Ранее авторы [2–3] предполагали, что функция видимости $k(i)$ индекса числа полярных факелов, возникающая из-за сезонных вариаций угла между солнечной полярной осью и земной картинной плоскостью, является линейной, так что среднемесячные NPF в месяц i данного года t со значением NPF в месяцы наилучшей видимости того или иного полюса Солнца связаны соотношением:

$$\begin{aligned} NPF_N(i,t) &= k(i)NPF_N(9,t) \\ NPF_S(i,t) &= k(i)NPF_S(3,t) \end{aligned} \quad (1)$$

($NPF_N(9,t)$ и $NPF_S(3,t)$ – значения NPF в сентябре – для N-полусферы и в марте – для S-полусферы соответственно),

В нашей работе, в следующем приближении мы будем предполагать нелинейный вид функции видимости, проверив это предположение на практике (с использованием метода наименьших квадратов).

Предположим следующее:

$$\begin{aligned} NPF_N(i,t) &= k(i)NPF_N(9,t) + m(i)NPF_N^2(9,t) \\ NPF_S(i,t) &= k(i)NPF_S(3,t) + m(i)NPF_S^2(3,t) \end{aligned} \quad (2)$$

Ясно, что различные обсерватории, использующие как разные инструменты, так и разную методику наблюдений, будут иметь свою собственную функцию видимости.

Ниже мы использовали следующие временные ряды среднемесячных NPF :

- Митака (1951–1998) – ряд 1;
- Кисловодск (1960–2008) – ряд 2;
- Уссурийск (1963–1994) – ряд 3.

Ряд обс. Митака состоит из 3 подмножеств: временных рядов NPF для широтных зон 50–60, 60–70 и 70–90 градусов соответственно.

Добавочно был использован среднемесячный ряд «кальциевых» NPF (высокоширотных точечных флоккулов, наблюдаемых в спектральной линии КCaII) обсерватории Кодайканал (1940–1957) [2] – ряд 4.

На рис. 1 для примера приведены результаты вычислений коэффициентов k и m формулы (2) для ряда Митака. Мы видим, что вычисленные коэффициенты показывают значимое сезонное изменение (в особенности для широт $> 60^\circ$), и наше предположение о нелинейности функции видимости подтверждается. Аналогичные изменения прослеживаются и у рядов 2–4, графики для которых из-за недостатка места мы привести не можем.

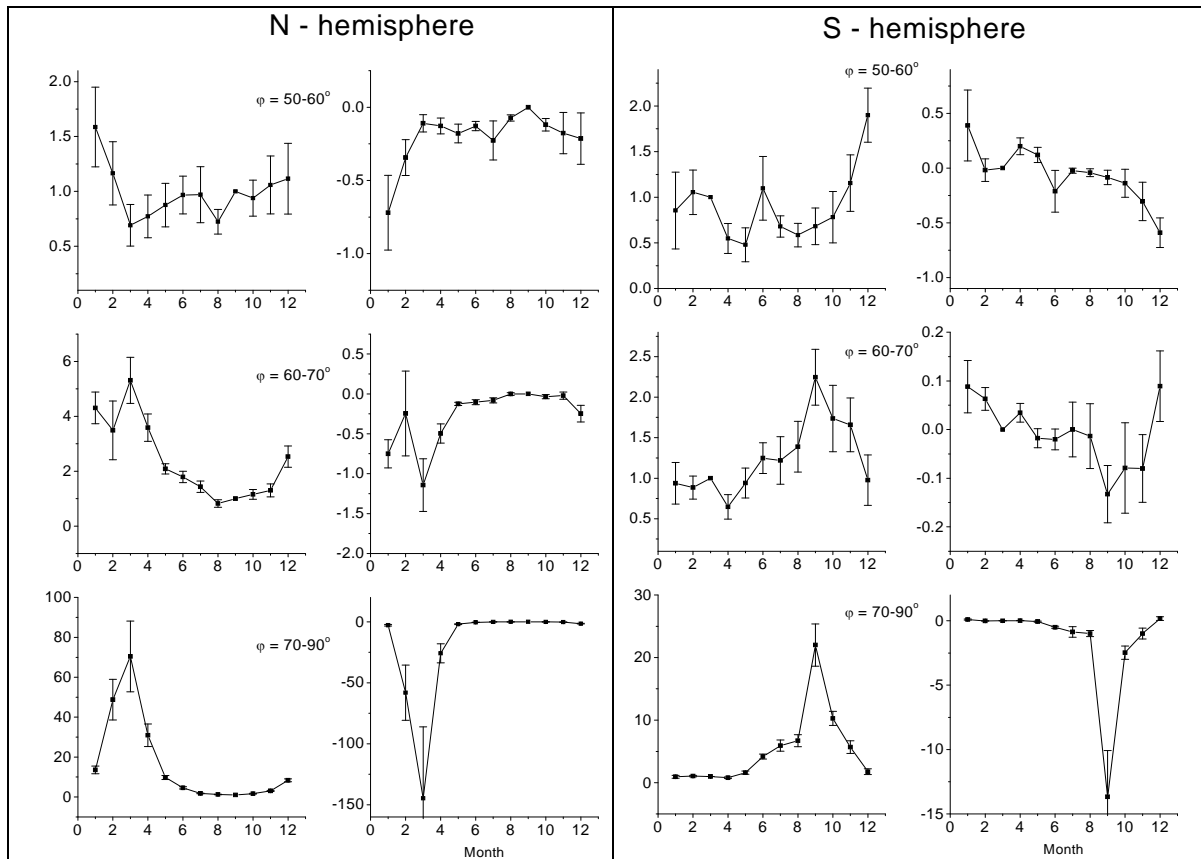


Рис. 1. Ряд обсерватории Митака: Коэффициенты $k(i)$ (левая колонка) и $t(i)$ (правая) в форме (2) для трех широтных интервалов.

Рис. 2 иллюстрирует разницу между наблюдаемыми и скорректированными за функцию видимости NPF для того же ряда, что и на рис. 1, — обсерватории Митака. Показаны ряды и скелетоны — результаты применения к ним вейвлет-преобразования (Морле-6). Локальные частоты по оси ординат выражены в единицах $f = 100/T$ [year⁻¹], так что $f = 100$ соответствует периоду $T = 1$ год; $f = 10$, $T = 10$ лет.

Мы видим, что наша коррекция с использованием нелинейной формы (2) изменяет частотно-временной паттерн NPF . А именно, сильная годовая периодичность, являющаяся сезонным артефактом, уступает место более разумной картине в данной области частот.

Аналогичная картина была получена и для рядов 2–4. Представляется, что мы удачно скорректировали сезонную составляющую среднемесячных значений NPF , предполагая нелинейный вид функции видимости (2), и полученные ряды могут быть использованы для изучения прямых и обратных связей между крупномасштабным и пятенным компонентами глобального магнитного поля Солнца.

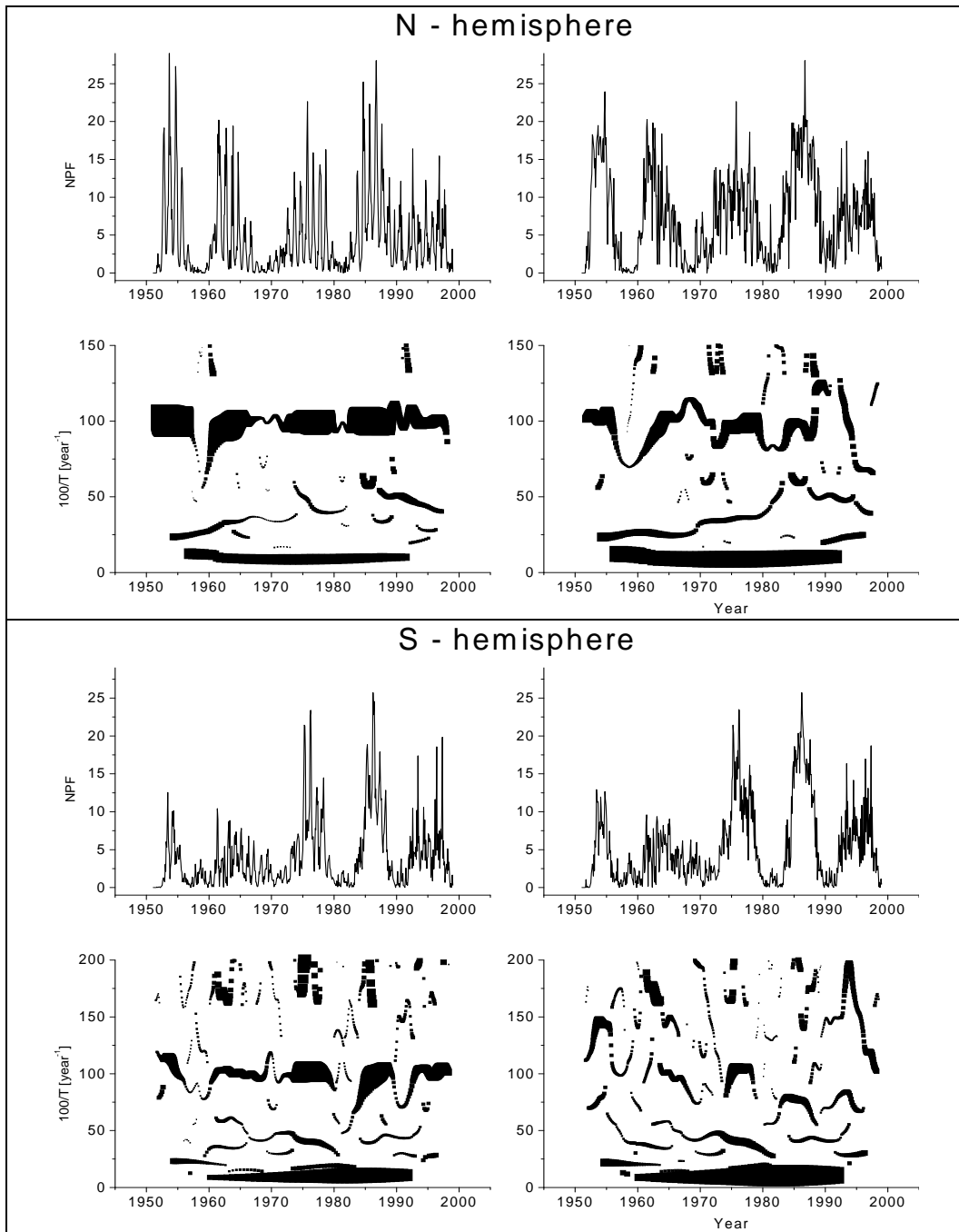


Рис. 2. Ряд обс. Митака. Наблюдаемые (*слева*) и исправленные (*справа*) числа полярных факелов (*сверху*) и их вейвлет-спектры (*снизу*). Размеры квадратов у скелетонов пропорциональны локальным амплитудам осцилляций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-00083, 10-02-00391), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта НШ-3645.2010.2.

Литература

1. Tlatov, A.G. Solar Physics, v. 260, pp.465–477, 2009.
2. Makarov V.I., Makarova V.V., Sivaraman K.R., Solar Phys., v.119, p.45–54, 1989.
3. Makarov V.I., Makarova V.V., Solar Phys., v.163, p.267–289, 1996.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ОПТИЧЕСКОМ И РАДИО ДИАПАЗОНАХ ПО ДАННЫМ SOHO И NOBEYAMA

Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Абрамов-Максимов В.Е.

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

LONG-TERM OSCILLATIONS OF SUNSPOTS IN OPTICAL AND RADIO BANDS BY SOHO AND NOBEYAMA DATA

Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu., Abramov-Maximov V.E.

Central astronomical observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia, nag@gao.spb.ru

On the base of quasi-synchronous observations of SOHO MDI and Nobeyama radio-heliograph with 1-min time resolution a comparative study of oscillations in solar active regions on the time scales from tens to hundreds minutes is carried out.

1. Введение

Результаты исследований последней четверти века определенно говорят о том, что с помощью различных инструментов и методов на Солнце наблюдаются квазипериодические колебания (КПК) активных образований, главным образом, пятен, в диапазоне периодов десятки – сотни минут. Обзор ранних наземных наблюдений приведен в [1], в последнее время, начиная с [2], к ним добавились свидетельства по наблюдениям КА SOHO (MDI).

Однако до сих пор открытыми остаются вопросы:

1. Действительно ли мы наблюдаем реальные КПК, принадлежащие Солнцу, а не артефакты, связанные с комбинацией случайных и систематических ошибок наблюдений?

2. Какова геометрическая конфигурация различных пространственных мод наблюдаемых КПК? Это вертикально-радиальные моды [3] или имеет место целый комплекс мод (в том числе «относительные» и «абсолютные» горизонтальные КПК) [1]?

3. Как изменяются параметры колебаний различных мод с глубиной в фотосфере?

4. Какое отношение друг к другу имеют КПК пятен, наблюдаемые на фотосферном уровне, и КПК переходной области и короны, наблюдаемые в «магнитосфере активной области» (термин Г.Б. Гельфрейха) в радиодиапазоне [4], [5].

В данной работе мы попытаемся ответить на часть этих вопросов, изучая наблюдения, полученные с Земли (радиогелиограф Nobeyama) и из космоса (SOHO MDI), в том числе и одновременные.

2. Наблюдательный материал

Основная серия наблюдений SOHO MDI, которая будет использоваться в этой работе, состоялась с 16^h00^m 10 апреля по 20^h59^m UT 12 апреля 2000 г.: общая ее длительность составила 53 часа с четырьмя лагунами не более 5 часов каждая. Всего нами были измерены параметры (максимальная напряженность магнитного поля Z и гелиографические координаты ϕ , λ) 17 пятен. На рис.1 приведены изменения Z пяти из них. Пятно № 1 – головное развитое пятно мультиполярной группы к западу от центрального меридиана; №№ 6 и 6A – два ядра основного развитого пятна униполярной группы; №№ 10 и 8 – пятна униполярных групп, причем последнее (некрупное пятно) сопровождалось долгоживущей (десятки часов) порой № 8A той же полярности S.

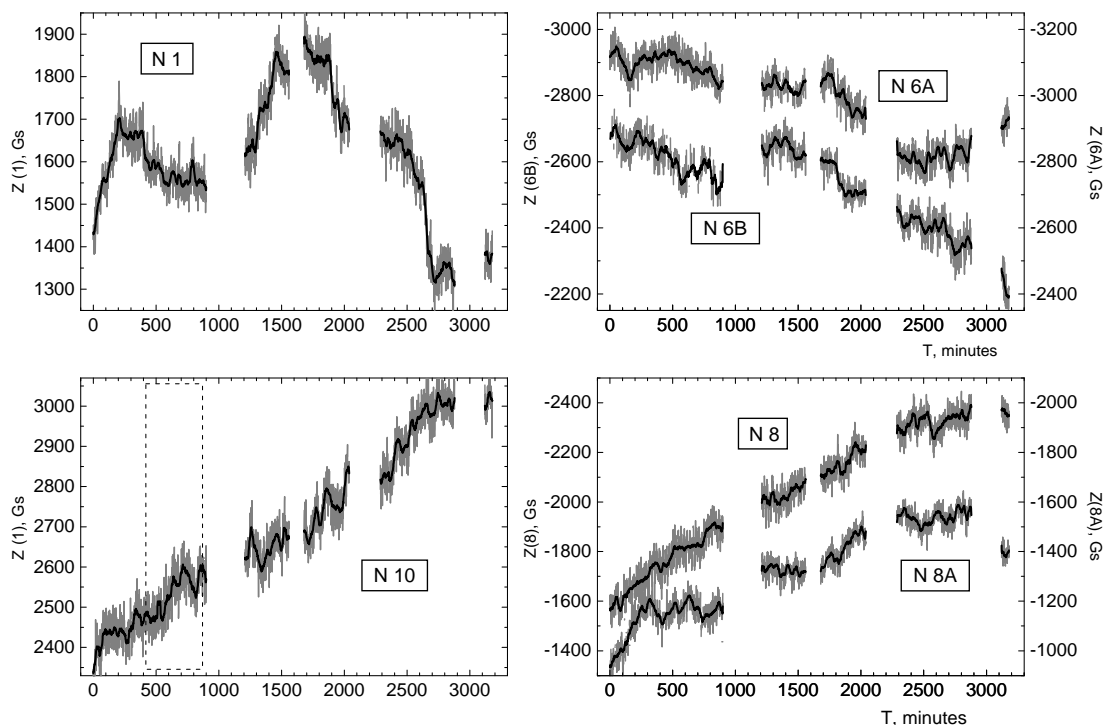


Рис. 1. Временные изменения магнитного поля 5 пятен на уровне фотосферы. Пунктиром показан интервал исследованных квазисинхронных наблюдений SOHO и Nobuyama. Время начала серии соответствует 16^h00^m UT 10.04.2000.

На рис.1 видно, что пятна, наблюдаемые одновременно, показывают различные изменения Z , так что мы видим длительные высокоамплитудные КПК с периодом T порядка 10^3 мин у пятен №№ 1 и 6, а также «мелкие» колебания порядка сотен минут – у всех пятен, различные по фазе.

Квазисинхронные наблюдения SOHO и Nobuyama, использованные в этой работе, происходили в период с 22^h46^m 10 апреля по 6^h44^m UT 11 апреля 2000 г. Что касается наблюдений на радиогелиографе, нами были измерены параметры (радиоинтенсивность I и радиокоординаты в гелиографической сетке) 5 источников. Первый из них – над пятном № 6, второй и

третий – над пятнами №№ 8 и 8А, четвертый – над пятном № 6, пятый источник – над флоккулярным, в 20° в югу от последнего пятна.

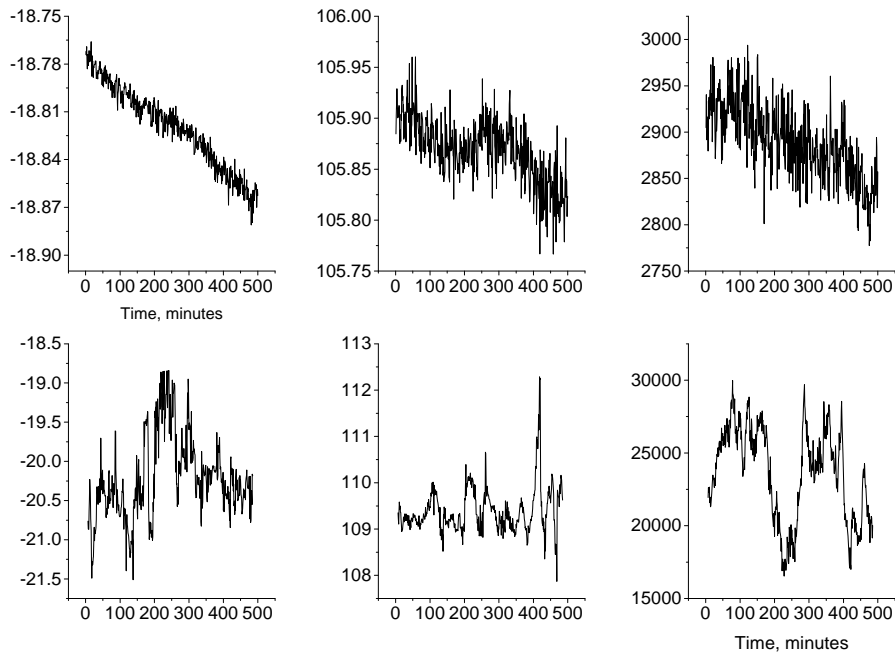
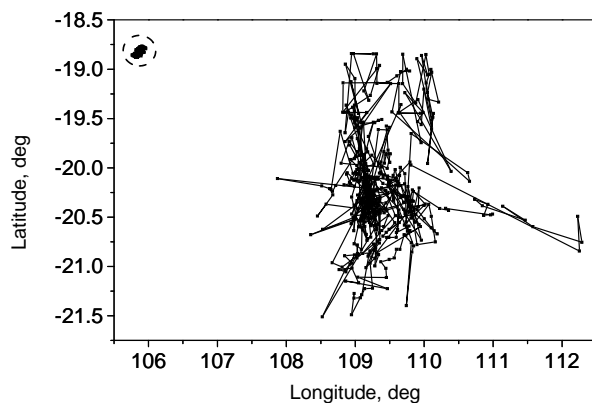


Рис. 2. Изменения широт (первый столбец), долгот (второй) и напряженности и радиоинтенсивности (третий) по наблюдениям SOHO (верхний ряд) и Nobeyama (нижний) для пятна № 6. Широты и долготы приведены в гелиографических градусах, напряженность магнитного поля – в Гс.

На рис.2 показан пример сравнения временных изменений параметров для пятна и радиоисточника над ним. Видно, что радиоисточник пока-



зывает на порядок более сильные пространственные изменения положения, чем пятно в фотосфере, – см. также рис. 3.

Рис. 3. Изменения положения за время наблюдений пятна (ограничено пунктиром в верхнем левом углу) и надпятенного источника (основные линии).

Еще один вывод: надпятенный источник удален от пятна на расстояние порядка нескольких десятков тысяч км и находится, следовательно, не непосредственно над пятном, а локализован в комплексе арочных структур активной области (АО).

3. Динамические спектры КПК SOHO и Nobeyama

Построим с помощью методики [4], основанной на вейвлет-преобразовании, динамические (в данном случае – в смысле подхода Крылова-Боголюбова: $A(t) = f(\omega(t))$) спектры изменений параметров пятен и надпятенных радиоисточников.

Из рис.4 видно, что общие тенденции спектров у пятна на фотосферном уровне и у радиоисточника различаются: спектры SOHO имеют

убывающий по амплитуде характер от 3-5 мин колебаний до КПК с $T \sim 100$ мин., а спектры Nobeyama – скорее возрастающий, с сильными максимумами в диапазоне периодов 30-50 минут. Аналогичная картина наблюдалась и у пятна № 10.

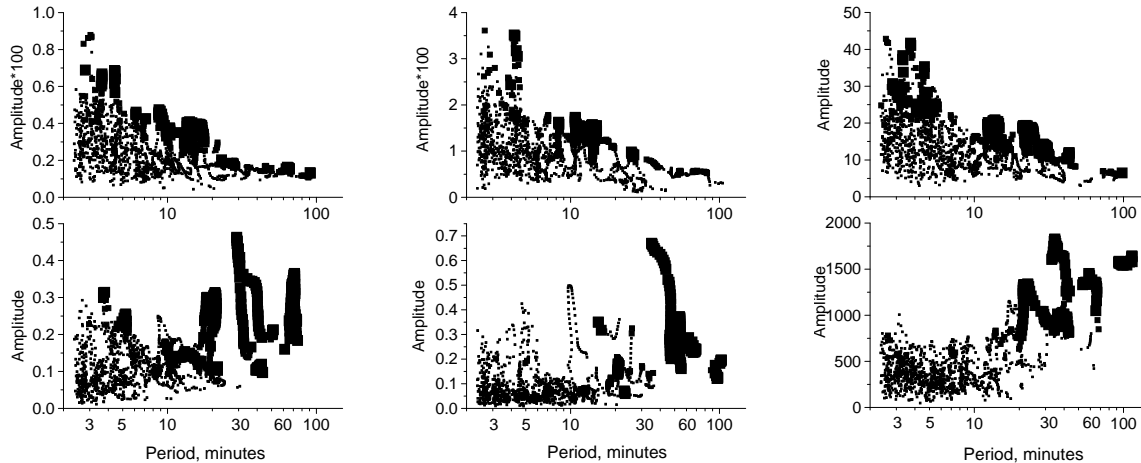


Рис. 4. Динамические спектры изменений широт (первый столбец), долгот (второй), максимальной напряженности поля Z / радиоинтенсивности I (третий) по наблюдениям SOHO (верхний ряд) и Nobeyama (нижний) для пятна № 6. Амплитуды широтных и долготных КПК приведены в гелиографических градусах, Z – в Гс.

4. Сопоставление периодов КПК SOHO и Nobeyama

Для этой процедуры мы выбрали пятна №№ 6 и 10. Небольшое пятно № 8 расположено достаточно далеко от центрального меридиана, изменения его координат и напряженности поля по SOHO сильно искажены известными артефактными изменениями, связанными с пиксельной структурой изображения. Табл.1 представляет сопоставление периодической структуры для избранных пятен на фотосферном и корональном уровнях. Оценки периодов были сделаны по следующей процедуре. Среди локальных периодических компонентов, выявляемых по динамическому вейвлет-спектру, отбирались только те, вероятность неслучайности которых составляла по [4] более 0.99. Для них, далее, строились гистограммы встречаемости, которые затем аппроксимировались гауссианами (их полуширины использовались для оценок доверительных интервалов в табл.1). Наиболее длительные периоды, оценки значений которых недоступны вейвлет-преобразованию, находились с помощью КПК-анализа [4].

На рис. 5 приведена картина сопоставления частот КПК для двух видов синхронных наблюдений, отражающих колебания пятна на фотосферном уровне и в магнитосфере АО. Интересно, что *при распространении КПК в более высокие слои период колебаний несколько увеличивается по сравнению с фотосферой*, хотя общая частотная картина в целом сохраняется. Отличие, как можно подсчитать по величине коэффициента наклона

Таблица 1.

Сопоставление периодов КПК изменений широт F , долгот L , напряженности поля Z / радиointенсивности I по наблюдениям SOHO и Nobeyama для пятен №№ 6 и 10.

Мо- да	Пятно № 6		Мо- да	Пятно № 10	
	SOHO	Nobeyama		SOHO	Nobeyama
F	45.5±4.2	41.2±5.4	F	55.5±1.9	70.2±3.8
	63.7±6.2	70.5±4.2		103	102.9±3.5
	88.0±10	–		137.5±4.4	–
	105	–		270	295
	152	–			
	300	286			
L	54.4±1.8	54±1.7	L	56.1±3.3	62±27
	68.2±4.0	67.7±6.2		83.2±5.8	82.4±5.2
	82.2±1.3	97.5±9.3		118.0±5.6	120
	–	161		–	313
	305	–			
Z / I	46.1±2.0	58.0±3.4	Z / I	–	–
	81.5±3.6	94.9±3.7		52±22	60±20
	92.8±9.0	112.9±3.8		103.5±6.9	111±17
	150.9±1.1	–		138	180
	287	284		291	364

наиболее вероятной наблюдаемой прямой, – $b = 0.919 \pm 0.024$ (коэффициент корреляции $\rho = 0.968$), – составляет 3.4 σ . Если это обстоятельство

подтвердится на большем материале, оно может, в частности, пролить свет на мультипериодический характер КПК в активной области.

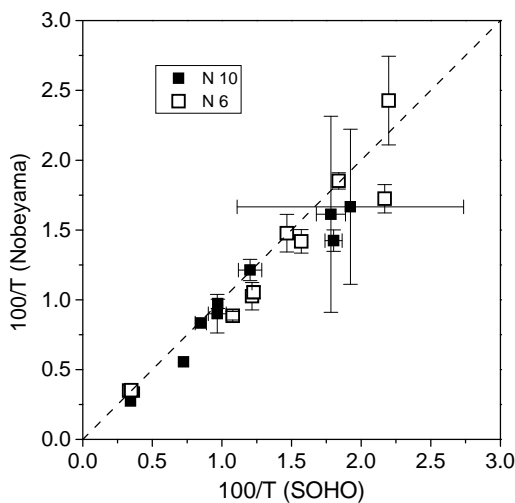


Рис. 5. Сопоставление частот КПК для двух пятен по одновременным наблюдениям SOHO и Nobeyama (в мин^{-1}).

5. Отражение фотосферных колебаний пятна в магнитосфере активной области

Одно из исследованных нами пятен, а именно, униполярное пятно № 10, показало замечательный – с нашей точки зрения – пример связи долгопериодических колебаний пятен на различных уровнях солнечной атмосферы. На рис.6 приведено поведение магнитного поля этого пятна и интенсивности радиосточника над ним. В профилях с помощью вейвлет-фильтрации предварительно удалены все высокочастотные компоненты с периодами менее 40 минут и снят «динамический» – квадратичный – тренд.

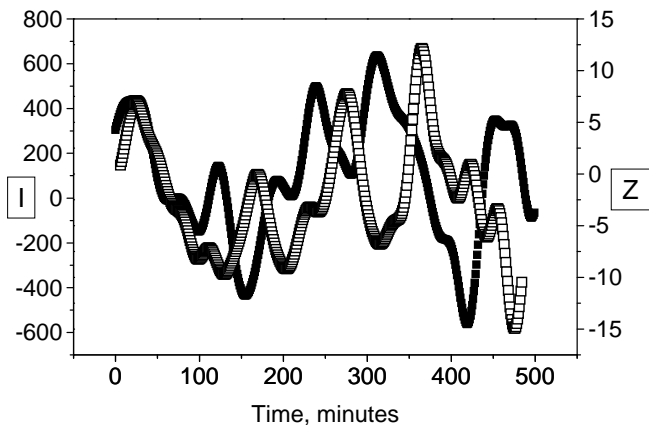


Рис. 6. Квазипериодические изменения напряженности магнитного поля Z (черные квадраты) и радиоинтенсивности I (светлые) для пятна № 10.

Оказывается, квазипериодические вариации напряженности магнитного поля пятна повторяются через 50 ± 15 минут на корональных высотах в магнитосфере активной области. Принимая пространственный масштаб явления (с учетом сопоставления координат) $L \sim 50000$ км, получаем оценку скорости распространения возмущения в корону $V \sim 20$ км/с, что по порядку соответствует скорости медленных магнитозвуковых волн.

6. Выводы

Таким образом, первое сопоставление одновременных наблюдений SOHO и Nobuyama подтвердило существование долгопериодических КПК в пятне и магнитосфере активной области; показало, что надпятенный радиоисточник – по крайней мере, в рассмотренных случаях – достаточно удален от пятна и локализован в арочных структурах АО; выявило некоторые сходства и различия долгопериодических КПК в одной и той же АО в оптическом и радиодиапазоне. Основной же вывод заключается в том, что, вероятно, изучаемое нами явление характеризует АО в целом, и мы должны говорить не о КПК пятен, а о КПК всей активной области.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 10-02-00391 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Литература

1. Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. Квазипериодические колебания солнечных пятен на временных шкалах десятки минут и сотни часов. // В сб. «Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления», под ред. А.В. Степанова, А.А. Соловьева и Ю.А. Наговицына, СПб, С. 73-104, 2006.
2. Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. Долгопериодические колебания в активных областях Солнца: наблюдательные свидетельства. // В сб. «Солнечная и солнечно-земная физика-2008», под ред. Ю.А. Наговицына, СПб, С. 261-264, 2008.
3. Solov'ev, A.A., Kirichek, E.A. Sunspot as an isolated magnetic structure: Stability and oscillations // *Astrophys. Bulletin*, V. 63, P.169-180, 2008.
4. Gelfreikh G., Nagovitsyn Yu., Nagovitsyna E. Quasi-periodic oscillations of the radio emission of the solar plasma structures and their nature. // *Publ. Astron. Soc. Japan*. 2006. V. 58, No 1, P. 29-35.
5. Chorley, N., Hnat, B., Nakariakov, V.M.; Inglis, A.R., Bakunina, I.A. Long period oscillations in sunspots // *Astron. Astrophys.*, V. 513, P.27-34, 2010.

ДЛИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНИХ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л.

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

LONG-TERM VARIATIONS OF MEAN SUNSPOT PHYSICAL CHARACTERISTICS

Nagovitsyn Yu.A., Rybak A.L.

*Central astronomical observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia,
nag@gao.spb.ru*

Based on the data of individual sunspot magnetic field strengths (1957–1997) collected in <http://www.gao.spb.ru/database/mfbase/gindex.html> and classical indices of solar activity (sunspot area, relative numbers of sunspots and their groups) it is shown that mean characteristics of sunspots vary depending on both the 11-yr and longer cycles of activity.

11-летний цикл солнечной активности (СА) в его традиционном понимании связан с эволюцией низкоширотных активных областей, основным элементом которых является солнечное пятно – область с типичным размером 10^4 км. *Первичным*, основным, параметром пятна является магнитное поле. Действительно, с одной стороны, мы знаем, что солнечных пятен без магнитного поля не бывает, с другой – как только локальное магнитное поле в АО достигнет некоторой пороговой величины порядка 10^3 Гс, с неизбежностью появляется вначале пора, а потом пятно.

Число солнечных пятен изменяется с циклами активности (11-, 80-90-, 200-летним и т.п.). В то же время, до сих пор нам достоверно не известно, претерпевают ли циклические и вековые изменения *сами физические характеристики* пятен.

В работе на основе наблюдательных данных, полученных по программе «Служба Солнца СССР» в 7 обсерваториях: ГАО (1957–1997), ИЗМИРАН (1957–1966), СиБИЗМИР (1964–1971), КрАО (1957–1995), УсАО (1966–1989), УрАО (1967–1995), ШАО (1966–1979), и собранных в пулковской базе данных <http://www.gao.spb.ru/database/mfbase/gindex.html>, получен композитный 40-летний ряд средней максимальной напряженности магнитного поля пятен H . Предыдущие исследования, выполненные в этом направлении, описаны в [1–2] и др.; в нашей работе мы применили новую процедуру состыковки рядов и предложили новый способ ее верификации с помощью независимых данных.

Процедура построения композитного ряда была следующей. Выбираем опорную систему – ряд S , к которому мы будем приводить системы остальных обсерваторий K ($K = 1 \div 6$).

Приводим все ряды K в систему C . Способ: отберем только те месяцы, в которые есть наблюдения и ряда C , и ряда K . Рассчитаем средние \bar{H}_C, \bar{H}_K и дисперсии σ_C, σ_K по «совместным» месяцам наблюдений для C и K и далее перенормируем уже *все* значения K к избранной системе: $H_K^{norm} = (H_K - \bar{H}_K) \frac{\sigma_C}{\sigma_K} + \bar{H}_C$. Теперь вычисляем для каждого месяца средние по рядам, значения которых переведены в систему C . Естественно, значения самого ряда C тоже участвуют: $H_{svod} = (H_C + \sum_{K=1+6} H_K^{norm}) / 7$.

Затем выберем в качестве опорной другую систему, сделаем с остальными рядами то же самое и т.п. И так получаем 7 композитных рядов в семи системах. На рис. 1 приведена для примера процедура создания одного из таких композитных рядов – в системе Уссурийска.

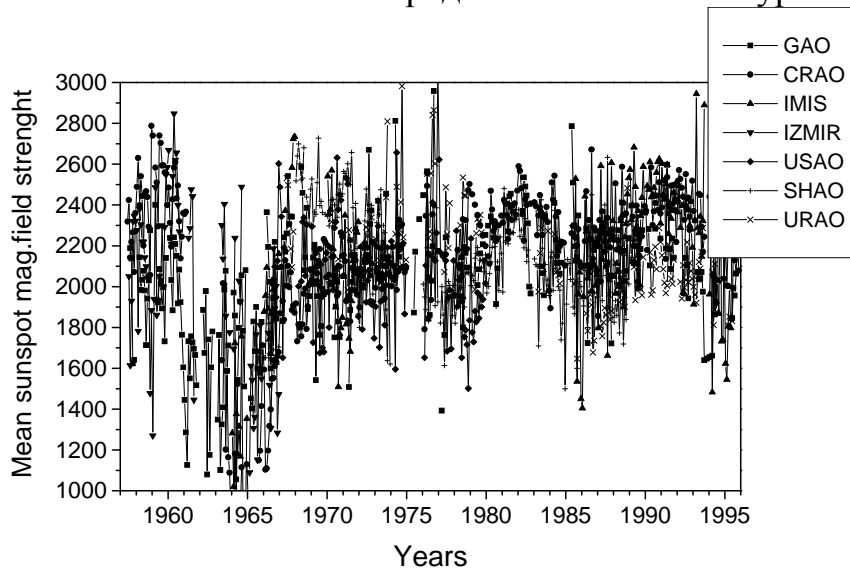


Рис. 1. Среднемесячные значения напряженности магнитного поля пятен, полученные на разных обсерваториях после объединения в общую систему.

Априори мы ожидали, что полученные таким образом ряды будут заметно отличаться из-за дифференциальных систематических ошибок на разных интервалах. Однако оказалось, что это не так: коэффициенты корреляции между композитными рядами были не хуже 0.98. Этот результат свидетельствует об относительно высокой стабильности систем измерений различных рядов Службы Солнца и позволяет нам с надеждой говорить о достоверности полученных результатов.

Сторонние подтверждения надежности проделанной процедуры, однако, как представляется, также нужны. Вернемся к началу работы. Магнитное поле является основным, но не единственным параметром пятен. Если в среднем изменяется со временем основной параметр, то это должно привести к изменению и других, таких, например, как средняя площадь пятна (которая должна зависеть от баланса газового и магнитного давлений в горизонтальной плоскости). Оценим эту величину, используя традиционные индексы Службы Солнца: площадь пятен S , относительное число

пятен W [3], относительное число групп пятен G (к сожалению, нам пригодился бы индекс N – абсолютное число пятен, но он непосредственно не вычисляется наблюдателями, и для его вычисления требуются дополнительные исследования).

Вычислим ход среднемесячной площади пятен, приходящейся на одну группу $S(t)/G(t)$, и сравним этот ход с величиной $H(t)$ – см. рис. 2.

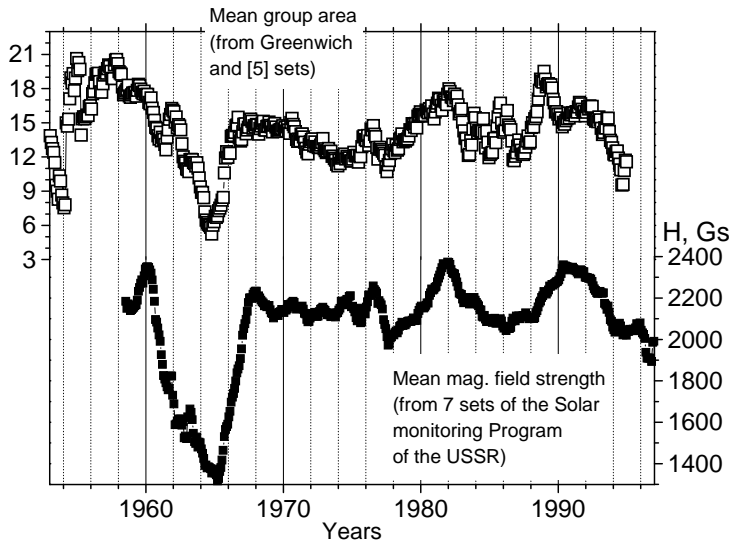
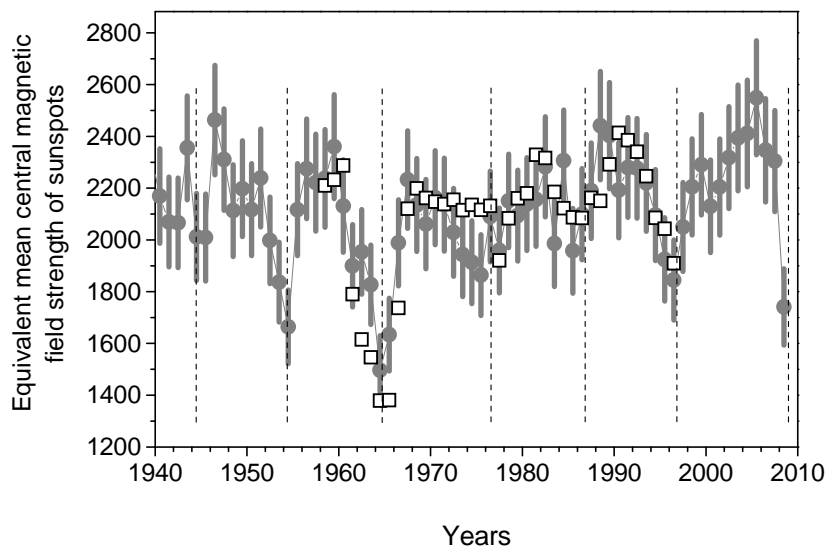


Рис. 2. Сравнение полученного ряда средней напряженности магнитного поля пятна (снизу) со средней площадью группы пятен (сверху).

К сожалению, ряд числа групп пятен имеется только до 1995 года. Поэтому, аналогично описанному выше, вычислим величину $S/W(t)$ и сравним ее с $H(t)$. Согласие хода тоже получается хорошим: для среднегодовых

Рис. 3. Длительные изменения эквивалентной средней напряженности магнитного поля пятен, полученной на основе регрессии $S/W(t)$ и $H(t)$ – серый цвет, и композитный ряд $H(t)$, полученный объединением наблюдений 7 обсерваторий.



значений коэффициент корреляции составил 0.79 (лучшего, как представляется, ожидать трудно). Поэтому мы можем теперь, используя регрессию $S/W(t)$ и $H(t)$, представить долговременный ход средней напряженности пятен по ее эквиваленту – см. рис. 3.

Результаты работы

1. Получены композитные ряды средней напряженности солнечных пятен в 1957–1997 гг.

2. Ряды, приведенные к разным системам наблюдений, хорошо соответствуют друг другу с точностью до линейного преобразования.

3. Ход средней напряженности пятен хорошо коррелирует со средней площадью группы и средней относительной площадью пятен.

4. В течение 11-летнего цикла средняя напряженность пятен изменяется параллельно величине активности. Возможны и вековые тренды этой величины.

Основной вывод этой работы заключается в том, что с циклом изменяется не только величина, но и характер активности: средние характеристики пятен в минимуме и максимуме, пятен в разных циклах отличаются друг от друга. Это означает, что условия, формирующие низкоширотную активность, претерпевают со временем заметные изменения. И это должно быть учтено теоретическими построениями, описывающими эволюцию солнечной активности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-00083, 10-02-00391), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», а также гранта поддержки ведущих научных школ НШ-3645.2010.2.

Литература

1. *Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В.* // В сб. «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля», СПб, с. 407–412, 2002.
2. *Лозицкая Н.И.* // Кинематика и физ. неб. тел, т.5, с. 151–152, 2005.
3. *Nagovitsyn Yu.A., Makarova V.V., Nagovitsyna E.Yu.* // *Solar System Research*, v. 41, p.81–86, 2007.

**К ВОПРОСУ О РЕКОНСТРУКЦИИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ УСКОРЕННЫХ
ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ЭЛЕКТРОНОВ, НА ОСНОВЕ
ДАННЫХ ПО ТОРМОЗНОМУ РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ**

Нахатова Г.Г.¹, Кудрявцев И.В.²

¹*Учреждение Российской академии наук Главная (Пулковская) астрономическая
обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия;*

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

**ON THE RECONSTRUCTION OF ENERGY SPECTRA OF THE
ELECTRONS ACCELERATED DURING SOLAR FLARES ON THE
BASIS OF THE DATA ON X-RAY BREMSSTRAHLUNG**

Nakhatova G.G.¹, Kudryavtsev I.V.²

¹*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,
196140 Russia, St. Petersburg;*

²*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021 Russia; St. Petersburg*

The method of the reconstruction of energy spectra of electrons accelerated during solar flares on the basis of the data on X-ray bremsstrahlung is considered. Performed model calculations for different types of spectra, and shown that the above method has sufficient accuracy to find the energy distribution of electrons accelerated during solar flares, and allows us to investigate the temporal evolution of these distributions during the development of flares.

Жесткое рентгеновское излучение, генерируемое во время солнечных вспышек быстрыми электронами, несет непосредственную информацию об энергетическом распределении этих электронов. По виду этого распределения можно судить о механизмах, приводящих к появлению таких нетепловых электронов на Солнце во время вспышек. Кроме того, наблюдая временную эволюцию энергетических распределений этих электронов, можно судить о физических процессах, происходящих во время солнечных вспышек.

Как известно, энергетический спектр фотонов, излучаемых при столкновении быстрых электронов с частицами солнечной плазмы, может быть описан следующим выражением [1]

$$I(\varepsilon) = \frac{\bar{n}V}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \bar{F}(E) Q(E, \varepsilon) dE, \quad (1)$$

где $\bar{n} = \frac{1}{V} \int n(r) dV$, V – объем излучающей области, $n(r)$ – концентрация плазмы излучающей области; $Q(E, \varepsilon)$ – сечение излучения кванта энергии ε

электроном с энергией E ; R – расстояние от Солнца до места регистрации излучения; $\bar{F}(E) = \int F(E, r)n(r)dV / \int n(r)dV$; F – спектральная плотность потока быстрых электронов (измеряется в $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{кэВ}^{-1}$), которая, как известно, связана с функцией распределения электронов по скоростям выражением [1] $F(E, r)dE = v f(v, r)dv$. В расчетах мы использовали, как и в работах [2–4], сечение в виде

$$Q(E, \varepsilon) = C \times \sigma(E, \varepsilon), \quad \sigma(E, \varepsilon) = \frac{1}{E\varepsilon} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{E}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{E}}},$$

C – численный коэффициент.

В этом случае уравнение (1) можно переписать в виде

$$\bar{I}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} \bar{F}(E) \sigma(E, \varepsilon) dE, \quad (2)$$

где $\bar{I}(\varepsilon) = \frac{4\pi R^2}{nVC}$.

Таким образом, для нахождения энергетического распределения электронов, излучающих жесткое рентгеновское излучение во время солнечных вспышек, необходимо решать уравнение (2) относительно функции \bar{F} . Здесь необходимо отметить, что энергетический диапазон излучения вспышек может превышать измеряемый диапазон, и это необходимо учитывать. Рассмотрим случай, когда измерения производятся в диапазоне от ε_1 до ε_N с шагом $\Delta\varepsilon$.

Перепишем уравнение (2) в виде

$$\bar{I}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_N} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE + \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE,$$

при этом будем искать функцию \bar{F} в диапазоне $E_1 < E < E_N$, при $E_1 = \varepsilon_1$ и $E_N = \varepsilon_N$. При $E > E_N$ будем считать функцию \bar{F} неизвестной и будем моделировать её степенной функцией

$$\bar{F}(E > \varepsilon_N) = k_1 E^{-\beta},$$

т.е. имеем

$$\bar{I}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_N} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE + k_1 \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) E^{-\beta} dE. \quad (3)$$

Из уравнения (3) получаем

$$\bar{I}(\varepsilon_N) = k_1 \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) E^{-\beta} dE \quad \text{или} \quad k_1 = \bar{I}(\varepsilon_N) / \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) E^{-\beta} dE.$$

Если весь излучаемый спектр находится в диапазоне измерений и $\bar{I}(\varepsilon_N) \geq 0$, то $k_1 = 0$.

Используя уравнение (3) находим

$$F_N = F(E_N) = \frac{\bar{I}(\varepsilon_N - \Delta\varepsilon) - \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon_N - \Delta\varepsilon) k_1 E^{-\beta} dE}{\frac{1}{2} \Delta\varepsilon \sigma(E_N, \varepsilon_N - \Delta\varepsilon)}; \quad (4)$$

$$F(E_{N-1}) = \frac{\bar{I}(\varepsilon_{N-2}) - A_{N-2} - \frac{1}{2} \Delta\varepsilon \sigma(E_N, \varepsilon_{N-2}) F(E_N)}{\Delta\varepsilon \sigma(E_{N-1}, \varepsilon_{N-2})},$$

где $A_{N-2} = k_1 \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon_{N-2}) E^{-\beta} dE$;

и т.д.

Для проверки данного метода нами были рассмотрены различные варианты функций \bar{F} . На рисунке 1а (кривая 1) приведен график функции

$\bar{F} = \bar{F}_1 = e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}$ при $E_0 = 100$ кэВ и $\sigma = 15$ кэВ. Рассчитанный спектр

тормозного рентгеновского излучения для данной функции \bar{F} представлен на рисунке 1б. Используя этот спектр излучения и формулы (4), можно реконструировать исходную функцию \bar{F} . Примем $\varepsilon_1 = 15$ кэВ; $\varepsilon_N = 255$ кэВ. На рисунке 1а приведены восстановленные функции \bar{F} при решении интегрального уравнения с различными шагами $\Delta\varepsilon = 1, 5$ и 10 кэВ – кривые 2, 3 и 4 соответственно. Как видно из приведенных графиков, рассмотренный метод позволяет реконструировать энергетический спектр электронов с достаточно высокой точностью. При использовании шага $\Delta\varepsilon = 5$ кэВ ошибки вычислений не превышает несколько процентов.

Аналогичные расчеты были проведены и для других функций \bar{F} , например $\bar{F} = (1 - E/E_a)^\alpha$ и $\bar{F} = k E^{-\beta}$. Для последней функции, как известно, спектр тормозного излучения имеет степенной вид. Результаты расчетов проведенных для различных функций \bar{F} показывают, что шаг интегрирования $\Delta\varepsilon = 5$ кэВ обеспечивает достаточно хорошую точность реконструкции энергетических распределений ускоренных в солнечных вспышках электронов, и рассмотренный метод позволяет исследовать временную эволюцию данных распределений в ходе развития вспышек.

Работа выполнена при поддержке программы ОФН РАН VI-15.

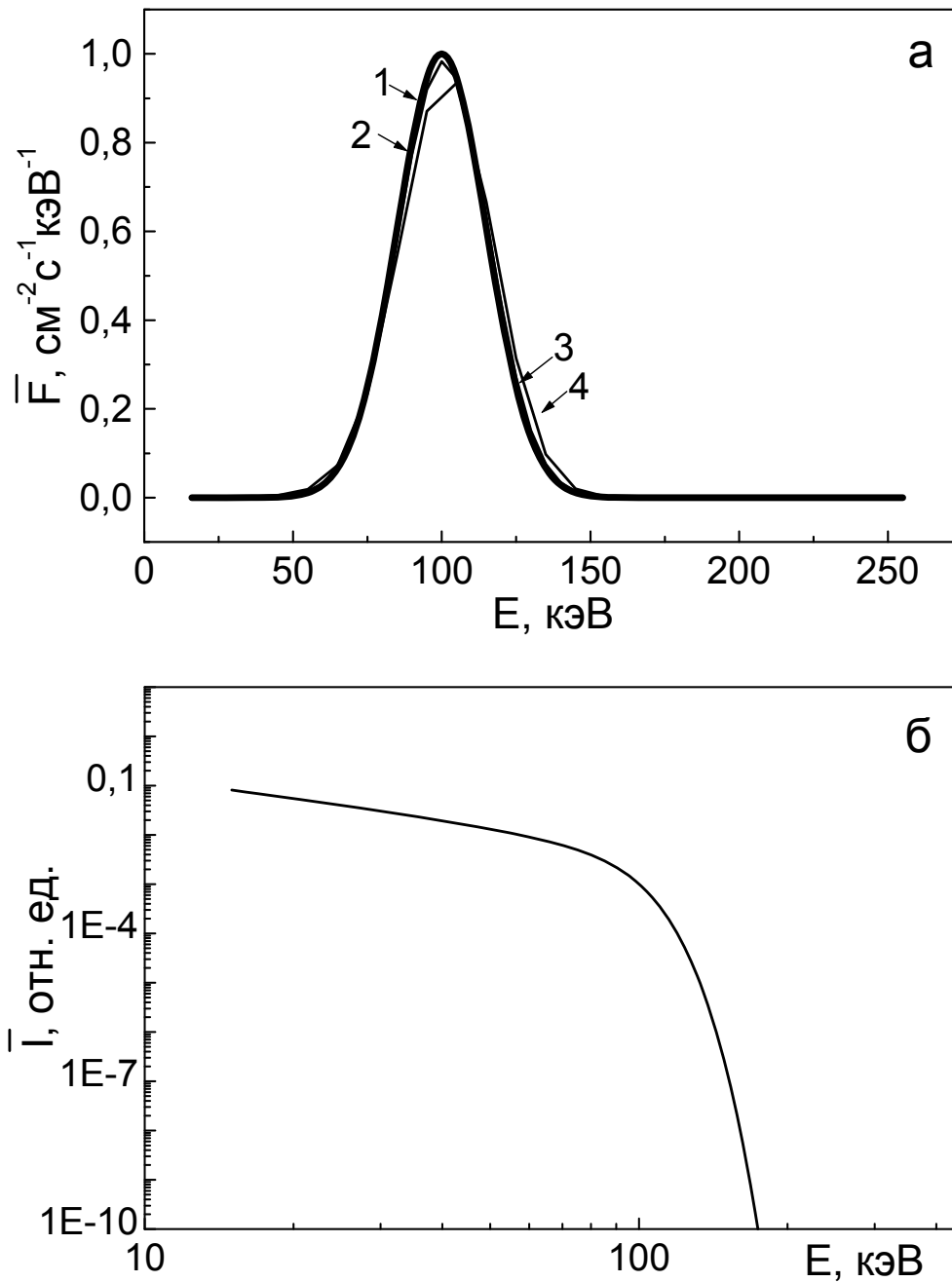


Рис. 1.

Литература

1. *Brown J.C., Emslie A.G., Holman G.D. et al* // The Astrophysical Journal, 2006, V. 643, pp.523–531.
2. *Кельнер С.Р., Скрынников Ю.И.* Поляризация и направленность жесткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках. – Астрон. ж., 1985, т.62, №4, с. 760–767.
3. *Nocera L., Skrynnikov Iu.I., Somov B.V.* // Solar Physics, 1985, v.97, p. 81–105.
4. *Guzman A.B., Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.* // Astronomy Reports, 1996, V. 40(2), p.246–251.

КОРОНАЛЬНЫЕ ПРОБОРЫ КАК ЭЛЕМЕНТ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

Никулин И.Ф.

Гос. Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ Москва, Россия

CORONAL PARTINGS AS AN ELEMENT OF LARGE-SCALE STRUCTURE OF SOLAR ATMOSPHERE

Nikulin I.F.

Sternberg Astronomical Institute MSU, Moscow, Russia

Coronal partings are distinguished by comparison magnetograms and X-ray images as linear passes in the unipolar regions, formed by numbers of the magnetic loops directed to adjoining fields of an opposite sign. The basic characteristics coronal partings are defined, classes global and X-partings are allocated Role coronal partings as link in hierarchy of structures of solar atmosphere is underlined.

Корональные проборы (КП) были выделены автором при сравнении рентгено- и магнитограмм как линейные проходы внутри униполярных площадок, образованные рядами магнитных петель, направленных к соседним полям противоположной полярности [1], (рис. 1). Из-за сходства подобных структур с пробором причёски (волосы – аналог силовых линий) было предложено назвать их корональными проборами.

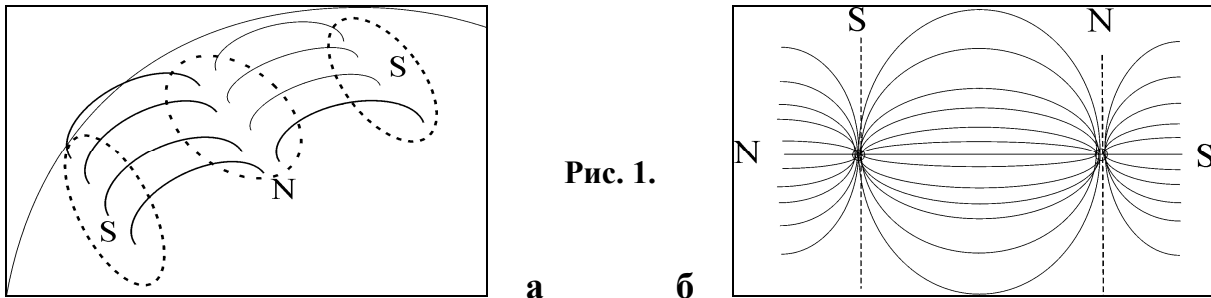


Рис. 1.

КП можно разделить на проборы крупномасштабных фоновых полей (рис. 1а) и проборы активных областей, представляющих относительно короткие и узкие проходы внутри сильных полей, часто пересекающие пятна (рис. 1б). В отличие от корональных дыр (КД) [2, 3], температура КП выше, магнитные поля сильнее, их площади меньше и они чаще появляются на «королевских» широтах [4]. Можно сказать, что топологическим образом КП является линия, в то время как для корональных дыр – овал.

На снимках с рентгеновских телескопов *Yohkoh* [5] и *Hinode* [6] можно видеть, что КП активных областей обычно проходят через пятна, разде-

ляя части магнитного потока, которые замыкаются на близлежащие пятна и флоккулы противоположной полярности.

Структура КП определяется фотосферными магнитными полями и окружающими корональными структурами. Каждый узелок на магнитограмме – это основание соответствующей корональной петли со временем жизни порядка суток и более. Поэтому довольно часто КП на магнитограммах состоит из двух параллельных рядов магнитных узелков. Эволюция проборов связана в основном с внезапным появлением малых биполярных областей (в короне – яркие рентгеновские точки), которые создают свою собственную систему петель, связанную с окружающими полями. Контраст КП при этом уменьшается. Если же петли, составляющие КП, ослабевают, то он расширяется, темнеет и может превратиться в КД.

Рентгеновская яркость КП связана с градиентами магнитных полей, т.е. в случае его взаимодействия с близкой активной областью яркость будет выше, чем у петель, направленных к слабому флоккулу, поэтому бывают проборы с сильно различающейся яркостью своих сторон (асимметричные проборы).

Глобальные корональные проборы

Иногда наблюдаются рентгеновские структуры пониженной яркости, проходящие через весь диск, т.е. глобального характера. При этом, например, от приполярной корональной дыры проходят проборы фоновых полей и активных областей до другого полюса с КД (см., например, 23–24.02.2001, 01.08.2000, 17.07.2000, рис. 2–3). Такие глобальные проборы в этом случае являются важным связующим звеном между КД, расположенными в разных полушариях. Время жизни таких КП сравнимо или несколько меньше времени жизни КД.

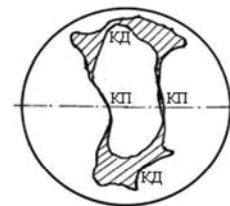
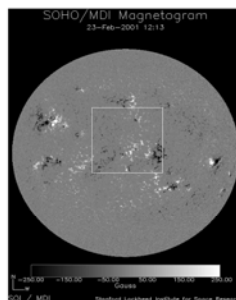
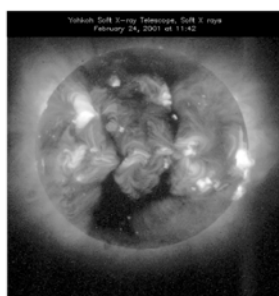


Рис. 2. (24.02.2001).

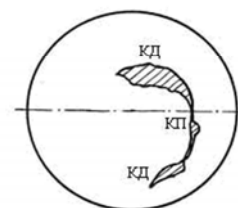
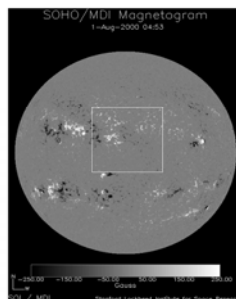
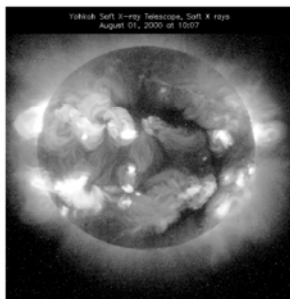


Рис. 3. (01.08.2000).

Обычно при этом приэкваториальная часть такого КП расположена западнее высокоширотных, что, по-видимому, связано с дифференциальным вращением и длительным существованием этих структур. При этом следует отметить, что при пересечении такой структурой экватора знак магнитного поля, связанного с этим КП, не меняется, в отличие от активных областей, у которых знак поля ведущей полярности разный в различных полушариях.

Пересекающиеся корональные проборы (х-проборы)

Как было указано, каждый КП связан с магнитным полем одной полярности, однако в процессе эволюции возможны случаи пересечения разнополярных с образованием X-точки (см., например, 01.12.2000, 01.03.2001 на рис.4). При этом, судя по магнитограммам, в точке пересечения X может превалировать одна из полярностей. Процесс образования и роль X-проборов в физических процессах, например, вспышечных, еще предстоит выяснить.

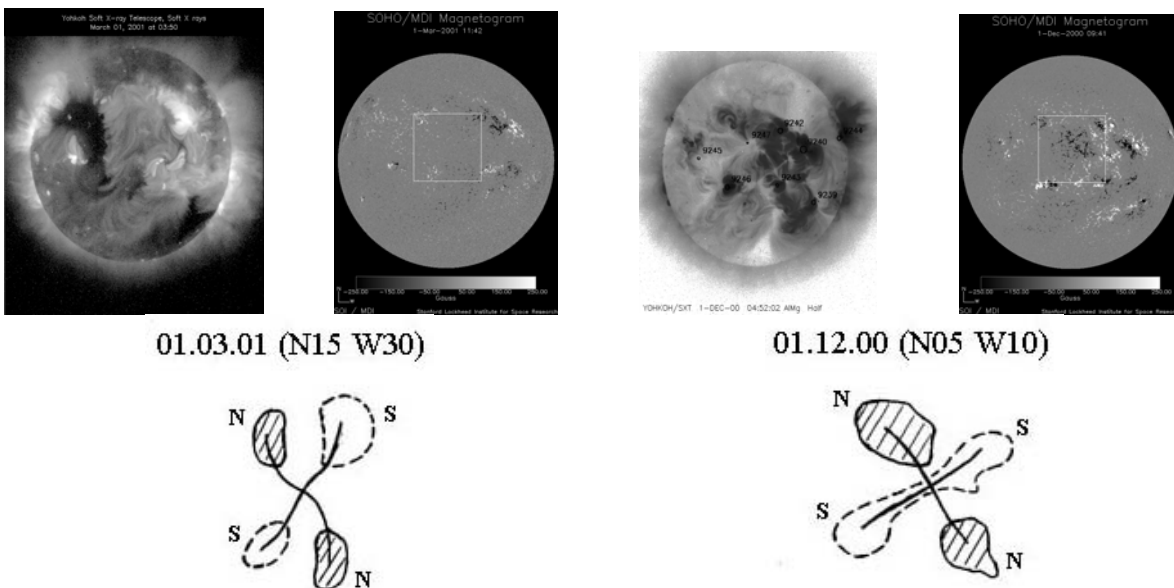
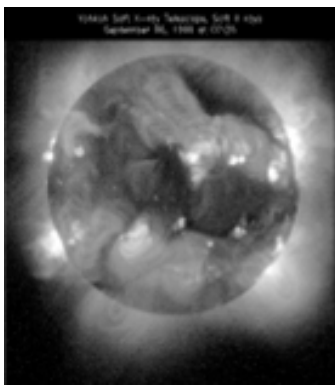


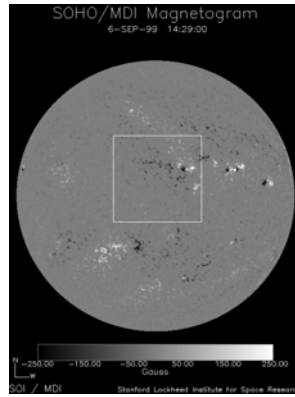
Рис. 4.

На рис. 5 показан интересный случай параллельных волокон в линии Н-альфа. В рентгене им соответствуют вершины двух систем петель, а между осями этих систем расположен пробор. Таким образом, локализация проборов и волокон никогда не может совпасть – волокна расположены в вершинах петель, а КП у их оснований.

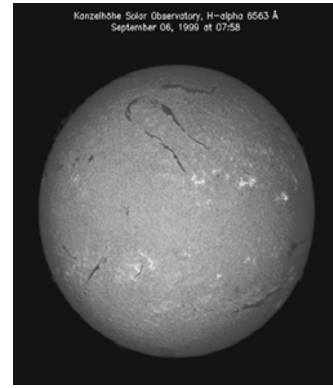
В работе [8] было проведено компьютерное моделирование проборов и сделан вывод о том, что проборы являются неизбежным и естественным компонентом замагниченной солнечной атмосферы и представляют собой линии смены знака нормальной компоненты вектора кривизны силовых линий магнитного поля.



Рентген



Магн. поле



H-альфа

Рис. 5.

Заключение

КП – вытянутая однополярная магнитная структура, образованная двумя рядами петель, направленных к областям другой полярности.

Структура и время жизни КП определяются их магнитными полями.

Существуют глобальные проборы, обычно соединяющие приполярные корональные дыры. Их характерные размеры сравнимы с солнечным диаметром, а время жизни – со временем существования КД.

КП, пересекающие экватор, не меняют знака магнитного поля. Однако возможно пересечение разнополярных проборов.

Локализация КП и волокон всегда не совпадает – волокна находятся в вершинах петель, а КП у их оснований.

В среднем ширина и длина КП обратно пропорциональны напряженности магнитного поля. Как правило, более длинные КП связаны со слабыми фоновыми полями, вытянутыми дифференциальным вращением.

Система магнитных структур КП взаимодействует с двумя соседними областями противоположной полярности и таким образом играет важную роль в иерархии крупномасштабных корональных магнитных полей.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №08-02-01033а.

Литература

1. Никулин И.Ф. Докл. Конф. «Актуальные проблемы солнечной и звездной активности», Н. Новгород, ИПФ РАН, 2003, Т.1, с.22.
2. Munro R.H., Withbroe G.L. // *Astrophys. J.*, v.176, p. 511, 1972.
3. Altschuller M.D., Trotter D.E., Orrall F.Q. // *Solar Phys.*, v.26, p.354, 1972.
4. Никулин И.Ф. // *Изв. РАН, сер. физ.*, т.70, №1, с.77, 2006.
5. Yohkoh – SXT. Archive, 2000. <http://www.lmsal.com/SXT>
6. Hinode – XRT. Archive, 2009. http://umbra.gsfc.nasa.gov/images/latest_xrt
7. SOHO Team, Archive, 2002. <http://sohowww.nascom.nasa.gov>
8. Молоденский М.М., Старкова Л.И. // *Астрон. журн.*, т.84, №12, с.1146, 2007.

ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПЯТНООБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ СОЛНЦА

Огурцов М.Г.^{1,2}

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

²*Главная Астрономическая Обсерватория Санкт-Петербург, Россия*

TEMPORAL EVOLUTION OF THE STATISTICAL RULES OF THE SUNSPOT ACTIVITY

Ogurtsov M.G.^{1,2}

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

Analysis of the general statistical rules of the sunspot activity, including Gnevyshev-Ohl rule, Waldmeier rule and amplitude-period effect, was performed for both Wolf number and group sunspot number. It was shown that for both solar indices the statistical rules are manifested over the time interval 1700–1855 AD much weaker than over the time interval 1856–1996 AD. The possible causes of this difference are discussed.

1. Введение

Известно, что помимо хорошо известной квази-11-летней цикличности, пятнообразовательная деятельность Солнца подчиняется и ряду других закономерностей. Наиболее важные из них: (1) правило Гневывшева-Оля, (2) правило Вальдмайера, (3) связь между амплитудой и длиной цикла. Правило Гневывшева-Оля имеет несколько формулировок, среди которых наиболее известны следующие:

(а) Амплитуда нечётного солнечного цикла $2N + 1$ больше, чем амплитуда чётного цикла $2N$. Эту формулировку назовём ПГО(1).

(б) Суммарное за чётный цикл $2N$ число пятен хорошо коррелирует с суммарным числом пятен за нечётный цикл $2N + 1$, в то время как соответствующие суммы для циклов $2N - 1$ и $2N$ коррелируют слабо [1]. Эту формулировку назовём ПГО(2).

Правило Вальдмайера (ПВ) связывает амплитуду (максимальное за цикл значение) солнечного цикла с длительностью фазы роста: чем мощнее цикл, тем фаза роста короче. Для 23 циклов в числах Вольфа R_Z правило Вальдмайера, согласно Веселовскому и Тарсиной [2], имеет вид:

$$\tau = (45 \pm 12) R_{Z,\max}^{-1/2}, \quad (1)$$

где $R_{Z,\max}$ – максимальное за цикл значение R_Z (амплитуда цикла), τ – продолжительность фазы роста в годах.

Связь между амплитудой и длительностью цикла (амплитудно-периодный эффект) проявляется следующим образом:

(а) Отрицательная корреляция между амплитудой цикла N и длиной предыдущего цикла $N-1$. Об этом эффекте (назовём его АП(1)) сообщалось в работах [3–4].

(б) Отрицательная корреляция между амплитудой цикла N и его длиной. Этот эффект (АП(2)) упоминался в работах [5–6].

Указанные статистические закономерности были установлены для ЧВ. Анализ, проведённый в [7], показал, что эти закономерности действуют и в числах групп солнечных пятен R_G – солнечном индексе введённом Хойтом и Шаттеном [8] – хотя и несколько слабее, чем в R_Z . Следует отметить, что ряды данных и по R_Z , и по R_G неоднородны, разные их части имеют различную надёжность. Согласно Эдди [9], ЧВ в 1700–1748 гг. известны плохо, в 1749–1817 гг. данные по R_Z сомнительные, в 1818–1847 гг. – хорошие, начиная с 1848 г. – точные и надёжные. Согласно [8] погрешность R_G равна 5% в 1640–1728 гг. и в 1800–1849 гг., 15–20% в 1728–1799 гг., и около 1% после 1849 г. Очевидно, что в обеих сериях данные после 1848 г. значительно более надёжны, чем в предшествующую эпоху. В связи с этим полезно оценить, насколько неопределённость наших сведений о числе солнечных пятен влияет на точность выполнения вышеуказанных статистических правил. Для этого следует рассмотреть отдельно временные промежутки 1700–1855 (циклы 4–9, плохие данные) и 1856–1996 (циклы 10–22, хорошие данные). Кроме того, при исследовании влияния неопределённости сведений о числе пятен на точность действия статистических закономерностей, уместно, вслед за авторами работы [2], рассматривать зависимость длительности цикла и фазы роста от R_Z и R_G , а не наоборот.

2. Результаты

Известно, что в числах Вольфа ПГО(1) нарушается для 3 пар циклов из 6 в 1700–1855 гг., и 1 пары из 8 в 1856–1996 гг. Для числа групп солнечных пятен соответственно: 4 нарушения из 6 до 1855 г. и 0 из 7 – после 1855 г. Остальные результаты проведённого анализа представлены на рис. 1 и суммированы в Таблице 1. Значимость всех коэффициентов корреляции оказалась более 0.90. Стандартные отклонения от вычисленных зависимостей (нелинейная для ПВ в R_Z , и линейные в остальных случаях) приведены в Таблице 1 для интервалов 1700–1855 гг. и 1856–1996 гг. Из рис. 1 видно, что во всех случаях разброс пустых кружков (1700–1855 гг.) заметно превышает разброс квадратов (1856–1996 гг.).

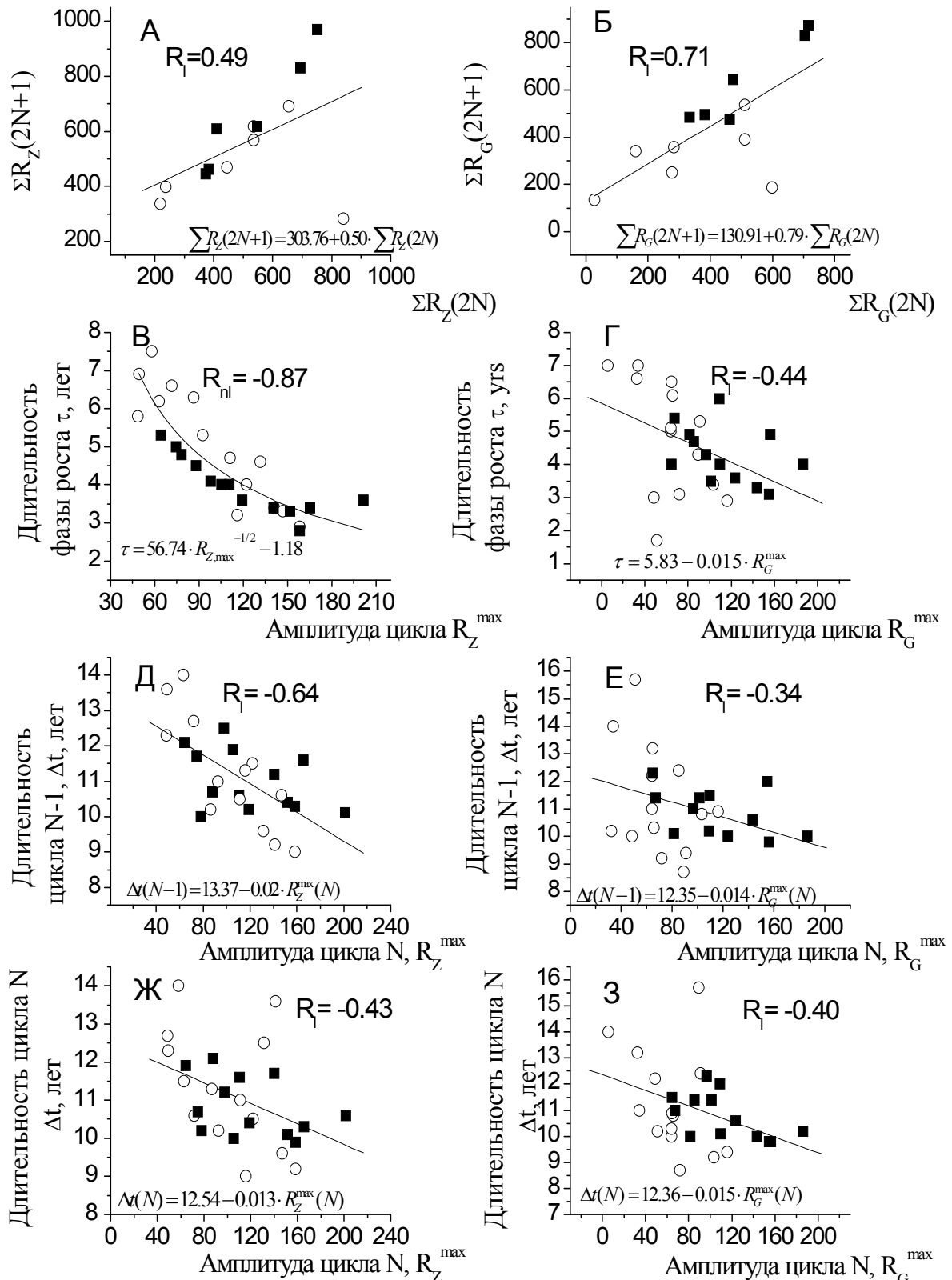


Рис. 1. Действие закономерностей: ПГО(2) (А,Б), ПВ (В,Г), АП(1) (Д,Е), АП(2) (Ж,З), для временных промежутков 1700-1855 гг. (пустые кружки) и 1856-1996 гг. (квадратики). Левая панель – числа Вольфа, правая панель – числа групп пятен. Коридор, соответствующий стандартному отклонению, показан пунктиром.

Квадраты следуют выявленным зависимостям значительно лучше.

Таблица 1. Степень выполнения статистических закономерностей пятнообразовательной деятельности Солнца в различные эпохи.

	R_Z (-4 – 9) (1700–1855)	R_Z (10 – 22) (1856–1996)	R_G (-4 – 9) (1700–1855)	R_G (10 – 22) (1856–1996)
ПГО (1)	Не выполняется (4 – да, 3 – нет)	Хорошая (6 – да, 1 – нет)	Не выполняется (3 – да, 4 – нет)	Абсолютная (6 – да, 0 – нет)
ПГО (2)	плохая ($\varepsilon = 171.4$)	средняя ($\varepsilon = 129.2$)	средняя ($\varepsilon = 165.4$)	хорошая ($\varepsilon = 70.6$)
ПВ	средняя ($\varepsilon = 0.77$)	хорошая ($\varepsilon = 0.34$)	плохая ($\varepsilon = 1.66$)	средняя ($\varepsilon = 0.83$)
АП(1)	средняя ($\varepsilon = 1.05$)	средняя ($\varepsilon = 0.89$)	плохая ($\varepsilon = 1.89$)	средняя ($\varepsilon = 0.78$)
АП(2)	плохая ($\varepsilon = 1.42$)	средняя ($\varepsilon = 0.74$)	плохая ($\varepsilon = 1.88$)	средняя ($\varepsilon = 0.72$)

3. Выводы

1) В 1700–1855 гг. исследованные статистические закономерности проявляются и в числах Вольфа R_Z и, особенно, в числах групп пятен R_G значительно хуже, чем в период 1856–1996 гг.

2) Наиболее вероятным источником искажения основных статистических закономерностей в период 1700–1855 гг. представляется неопределённость, присутствующая в данных по R_Z и R_G в указанную эпоху.

Работа поддержана программой обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), программой ОФН РАН (VI-15), и грантами РФФИ 07-02-00379, 09-02-00083, 10-02-00391.

Литература

1. Гневнышев М.Н., Оль А.И.: 1948. О 22-летнем цикле солнечной активности. Астрон. Ж. Т. 25, №1, С. 18–20.
2. Veselovski I.S., Tarsina M.V.: 2002. Intrinsic nonlinearity of the solar cycles. Adv. Space Res., V. 29, N3, P. 417–420.
3. Chernosky E.J.: 1954. A relationship between length and activity of sunspot cycles. Publ. Astron. Soc. Pacific, V. 66, P. 241.
4. Wilson R.M., Hathaway D.H., Reichmann E.J.: 1998. J. Geophys. Res. V. 103, P. 6595.
5. Dicke R H.: 1978. Is there a chronometer hidden deep in the Sun? Nature. V. 276, P. 676–680.
6. Friis-Christensen E., Lassen K.: 1991. Length of solar cycle: an indicator of solar activity closely associated with climate. Science. V. 254, P. 698–700.
7. Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichman E.S.: 2002. Group sunspot numbers: sunspot cycle characteristics. Solar Physics. V. 211, P. 357–370.
8. Hoyt D., Schatten K. H.: 1998. Solar Phys. V. 181, P. 491.
9. Eddy A.: 1976. The Maunder minimum. Science. V. 192, P.1189–1202.

PALEOCLIMATOLOGICAL EVIDENCE FOR UBNORMAL TEMPERATURE RISE AT EXTRATROPICAL PART OF THE NORTHERN HEMISPHERE OVER 1988–2008

Ogurtsov M.G.^{1,2}, Jungner H.³, Helama S.⁴, Lindholm M.⁵, Oinonen M.³

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

³*University of Helsinki, Dating Laboratory, Finland*

⁴*Arctic Centre, University of Lapland, Rovaniemi, Finland*

⁵*Metla, P.O. Box 16, 96301, Rovaniemi, Finland*

Nine proxy-based reconstructions of temperature of the extratropical part of the Northern Hemisphere over the last 600–1000 years were compared to the instrumentally measured temperatures. The effect of anomalous reduction in sensitivity over the last decades (divergence) in the tree-ring based records was taken into account. Statistical analysis showed that in eight of nine reconstructions the time interval 1988–2008 was the warmest two decades throughout the last 1000 years with probability more than 0.60.

1. Introduction

The last two decades were extremely warm. The mean temperature over 1988–2008 was almost 0.5°C higher than the mean temperature over the last century. It is important to estimate how unusual this warming is within the context of global temperature history of the last millennium. The main difficulty in such analyses is connected with the limited length of available instrumental data sets (<100–150 years). Recent tree-ring based temperature reconstructions allow a look into past climate up to a few millennia. However, the anomalous reduction in the sensitivity of tree growth to changing temperature has been detected in many dendrochronological records over the last decades of the 20th century (see e.g. [1–3]). This phenomenon, is well known as “the divergence problem”, that has been well established for trees from circumpolar northern latitude regions [3]. Direct comparison of present instrumental temperature with the past temperature, reconstructed by means of tree-ring data (here and after we will call it *dendrotemperature*), seems therefore not to be fully substantiated. Some correction of the dendrodata used should be made prior to the analysis because of the ARS effect.

2. Results

Despite divergence effect has a global character, tree-ring records in some geographic points doesn't show divergence. Thus, Wilson et al. [4] made a temperature reconstruction for the Northern Hemisphere (NH) that utilizes 15 tree-ring based proxy series which express no divergence effects over the last decades. This divergence-free dendro-reconstruction, calibrated against annual instrumental temperature of the extratropical NH for 1880–1980 AD is shown in Fig. 1.

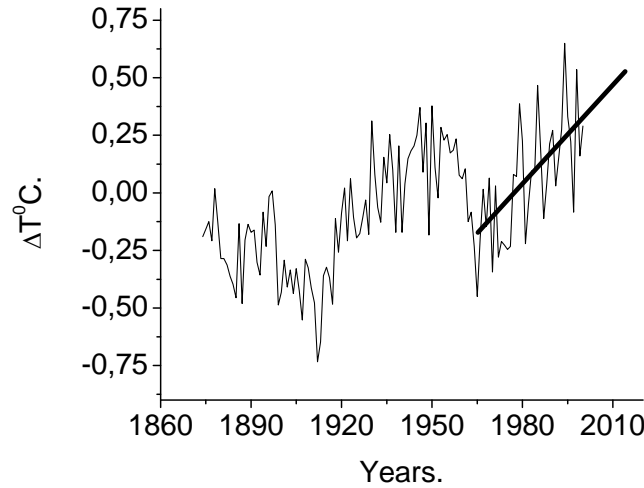


Fig. 1. Divergence-free dendro-reconstruction after Wilson *et al.* [4]. Linear trend for 1960-2000 prolonged till 2015 is shown with thick curve.

It is seen from Fig. 3 that the divergence-free dendro-temperature has an apparent linear trend over the last 30-40 years. It has a form:

$$T_{wil}^D(t) = -27.675 + 0.014 t, \quad (1)$$

where t is year AD. We can prolong the trend (1) till 2008 and estimate mean dendrotemperature for 1988-2008. This value relative to the 1960-1990 mean temperature is $\bar{T}_{wil}^D(1988-2008) = 0.29$ °C. If the value $\bar{T}_{wil}^D(1988-2008)$ is assumed as the most reliable estimation of true tree-ring based temperature throughout the last two decades, we can assess the probability that this warming had no precedents over the past millennium using a number of statistical experiments. We used millennial scale NH reconstructions made by [5-12]. We applied the following procedure to each temperature reconstruction i : (a) The warmest 20 year interval (t_{i1}, t_{i2}) was determined throughout the last 1000 years or more for each reconstruction i and its mean temperature $\bar{T}_i^D(t_{i1}, t_{i2})$ was calculated. (b) P_i - the probability that the period 1988-2008 was the warmest two decades over the last millennium i.e. that $\bar{T}_i^D(t_{i1}, t_{i2}) < \bar{T}_{wil}^D(1988-2008)$ was estimated by means of a numerical experiment. In frame of the experiment we performed a few thousands of simulations, in each of them the surrogate series was constructed by adding a random sequence to the original 20 year subseries covering time interval (t_{i1}, t_{i2}) . Each random set j was generated by Gaussian noise with standard deviation equal to the corresponding value of uncertainty. For each surrogate series its mean value $\bar{T}_i^{D,j}(t_{i1}, t_{i2})$ was calculated and compared to $\bar{T}_{wil}^D(1988-2008)$. Then P_i was determined as a ratio of simulations with $\bar{T}_i^{D,j}(t_{i1}, t_{i2}) < \bar{T}_{wil}^D(1988-2008)$ to the total number of simulations. The uncertainty of each reconstruction was determined as the standard deviation between the raw reconstruction and instrumentally measured extra-tropical temperature for 1880-1980. Results of the statistical analysis are shown in Table 1.

Table 1. Probability that the period 1988-2008 was the warmest 20 years within the last millennium obtained from different temperature proxies.

	Uncertainty (1 STD) °C	Warmest 20 year prior to XX century (t_1, t_2)	$\bar{T}_i^D(t_1, t_2)$ °C	P_i (1 STD)	P_i (2 STD)	P_i (1.0 °C)
Jones <i>et al.</i> (1998)	0.15	1086-1106	-0.03	1.0	1.0	0.92
Mann <i>et al.</i> (1999)	0.11	1160-1180	-0.06	1.0	1.0	0.95
Briffa (2000)	0.17	1017-1037	-0.07	1.0	1.0	0.94
Crowley and Lowery (2000)	0.16	1083-1103	-0.07	1.0	1.0	0.95
Esper <i>et al.</i> (2002)	0.14	981-1001	0.07	1.0	1.0	0.83
Moberg <i>et al.</i> (2005)	0.20	1104-1124	0.09	1.0	0.99	0.82
Loehle (2007)	0.13	885-905	0.55	0.86	0.70	0.60
McIntyre and McKittrick (2003)	0.11	1410-1430	0.31	0.05	0.19	0.45

3. Conclusion

All the nine temperature records, used in the work, agree that the 20th century was the warmest throughout the last 500 years. Statistical analysis of eight of nine paleoclimatic reconstructions showed that in the extratropical part of the NH the time interval 1988-2008 was the warmest two decades throughout the last 1000 years with probability more than 0.60. However, the reconstruction [12] showed that at the beginning of 15th century climate was warmer. In spite of some discrepancy between results obtained by means of different proxies they give serious evidence that at least the last two decades was the period of abnormally high temperature and, hence, period of unusual state of the climatic system.

M.G. Ogurtsov is thankful to the program of an exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16), program “Solar activity and physical processes in the Sun-Earth system” of the Presidium of RAS, RFBR grants № 07-02-00379, 09-02-00083, 10-05-00129 for financial support. S. Helama

was supported by the Academy of Finland (122033, 217724). H. Jungner and M. Lindholm are members of the Millennium project (Contract No 017008 GOCE).

References

1. *Briffa, K., Schweingruber, F., Jones, P., Osborn, T.*, 1998a: Reduced sensitivity of recent tree growth to temperature at high northern latitudes. *Nature*, 391: 678–682.
2. *Briffa, K., Schweingruber, F., Jones, P., et al.*, 1998b: Trees tell of past climates: but are they speaking less clearly today? *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B.* 353: 65–73.
3. *D'Arrigo, R., Wilson, R., Liepert, B., Cherubini, P.*, 2007: On the 'divergence problem' in northern forests: A review of the tree-ring evidence and possible causes. *Global and Planetary Change*, doi:10.1016/j.gloplacha.2007.03.004.
4. *Wilson, R., D'Arrigo, R., Buckley, B., et al.*, 2007: A matter of divergence — tracking recent warming at hemispheric scales using tree-ring data. *Journal of Geophysical Research*, 112:D17103.1–D17103.17.
5. *Briffa, K.*, 2000. Annual climate variability in the Holocene: interpreting the message from ancient trees. *Quaternary Science Reviews*, 19, 87–105.
6. *Jones P.D., Briffa K.R., Barnett T.P., Tett S.F.B.*, 1998: High-resolution palaeoclimatic records for the last millennium: interpretation, integration and comparison with General Circulation Model control-run temperatures. *The Holocene*, 8.4: P. 455–471.
7. *Crowley T.J., Lowery T.S.*: 2000. How warm was the Medieval warm period? *Ambio*, 29: 51–54.
8. *Mann, M.E., Bradley, R.S., Hughes, M.K.*, 1999: Northern Hemisphere temperatures during the past millennium: Inferences, Uncertainties, and Limitations. *Geophysical Research Letters*, 26: 759–762.
9. *Moberg A, Sonechkin D.M., Holmgren K., et al.*, 2005: High variable Northern Hemisphere temperatures reconstructed from low- and high-resolution proxy data. *Nature* , 433, P. 613–617.
10. *Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H.*, 2002: Low-frequency signals in long tree-ring chronologies for reconstructing past temperature variability. *Science*, 295: 2250–2253.
11. *Loehle C.A.*, 2007. 2000-year global temperature reconstruction based on non-treering proxies. *Energy and Environment*, 18:1049–1058.
12. *McIntyre, S., McKittrick, R.*, 2003: Corrections to the Mann et al. (1998) proxy data base and Northern Hemispheric average temperature series, *Energy and Environment*, 14: 751–771.

ОБ УЧЁТЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Орешина А.В., Сомов Б.В.

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия*

ABOUT ACCOUNT OF HEAT CONDUCTION IN THE MODELING OF SOLAR FLARES

Oreshina A.V., Somov B.V.

Sternberg Astronomical Institute of the Moscow State University, Moscow, Russia

We study physical mechanisms of heat transfer from a super-hot current layer into surrounding plasma of the solar atmosphere. Particular attention is given to the problem of applicability of the classical description of heat flux in the vicinity of the current layer and searching for alternative ways for accounting heat conduction that can remove contradictions arising in the classical description. In addition to classical approach, an analysis is made of advantages of the heat conduction with account of the heat-flux relaxation effect. The physical meaning of the last one consists in the fact that the heat flux reacts to a change of spatial temperature distribution not instantaneously (as in the classical description) but with some reasonable delay. We show that this mechanism better describes heat transfer in solar flares.

1. Введение

В активных областях на Солнце в местах взаимодействия магнитных потоков формируются пересоединяющие токовые слои (ТС). Во время вспышки ТС становятся турбулентными, и электронная температура в них достигает значений $\sim 3 \cdot 10^8$ К [1]. Такие "сверхгорячие" ТС порождают мощные тепловые потоки вдоль трубок магнитного поля и быстро нагревают плазму в атмосфере Солнца. Цель нашей статьи — на основании простых моделей переноса тепловой энергии во вспышках рассмотреть вопрос об их применимости и необходимом уточнении.

В процессе пересоединения магнитные трубки сначала движутся парами к ТС, проникают в него, пересоединяются в центре слоя и перемещаются к его краям. При этом плазма в трубках нагревается до огромных температур. Выйдя из ТС, трубки продолжают движение в короне, но теперь они только охлаждаются.

Сверхгорячий ТС порождает мощные тепловые волны, свойства которых довольно сложны и едва ли могут быть описаны в рамках модели с какой-либо одной теплопроводностью и без учёта гидродинамических течений излучающей плазмы, а также кинетических явлений в ней [2]. Однако именно такие модели рассматриваются ниже, чтобы оценить эффективность процесса нагрева короны потоками тепла из ТС.

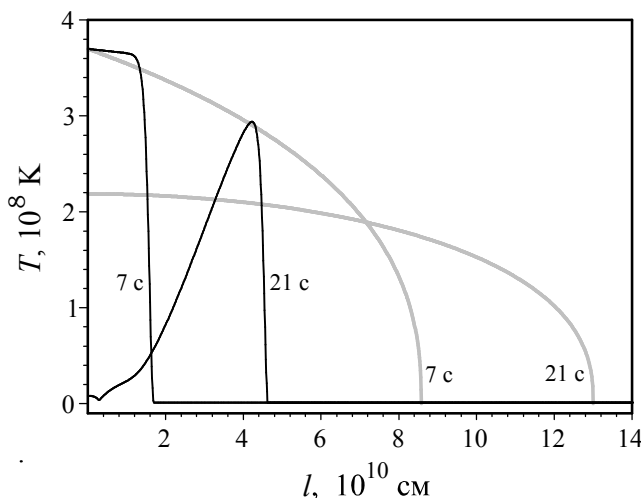
2. Постановка задачи и результаты

Пусть для простоты все трубки прямые и имеют постоянную площадь поперечного сечения. $t = 0$ – момент времени, когда трубка проникла внутрь ТС. Характерное время t_1 пребывания её внутри слоя и, следовательно, время нагрева плазмы в ней оценивается с помощью самосогласованной модели ТС [1]. Предположим, что перенос тепла описывается простым уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\text{div } F .$$

Здесь $\varepsilon = (3/2) n_e k_B T$ – внутренняя энергия единицы объёма плазмы, n_e – её концентрация, k_B – постоянная Больцмана, F – тепловой поток. Начальная температура в трубке задаётся постоянной T_0 . Граничные условия для трубки, соединённой с ТС: температура $T(0,t)$ на левом конце трубки равна температуре ТС; для отсоединившейся от ТС трубки: тепловой поток $F(0,t)$ на левом конце равен нулю, т.е. тепло в трубку больше не поступает.

Как известно, классический поток тепла обусловлен кулоновскими столкновениями электронов и в первом приближении описывается формулой $F_{cl} = -\kappa \nabla T$, которую часто называют законом Фурье. Входящий в него коэффициент теплопроводности в полностью ионизованной плазме $\kappa = \kappa_0 T^{5/2}$. При этом упомянутая выше задача имеет автомодельное решение [3]. На рисунке представлены результаты расчета, в котором $t_1 = 7$ сек, $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10^6 \text{ К}$, $T(0,t) = 3.7 \cdot 10^8 \text{ К}$. Серыми кривыми показаны распределения температуры через 7 и 21 сек после $t = 0$. Видно, что тепловая волна движется вдоль трубки слишком быстро. Она проходит за 21 сек расстояние $\sim 10^{11} \text{ см}$, на порядок превышающее типичный размер активных областей $\sim 10^{10} \text{ см}$. Хуже того, её скорость пропорциональна $t^{-1/2}$ и при $t \rightarrow 0$ стремится к бесконечности, причем классический поток даёт сильно завышенную оценку для потока тепла.



Распределение температуры вдоль трубки магнитного поля при классическом потоке тепла без учета эффекта столкновительной релаксации (серые кривые) и с его учётом (чёрные кривые).

Эти противоречия связаны с тем, что в рассматриваемом решении ни одно из условий применимости классического потока не выполняется: характерное время процесса оказывается меньше времени электронных столкновений, а характерный масштаб – меньше длины свободного пробега электрона. Кроме того, вычисленный тепловой поток превышает и аномальный поток, обусловленный ионно-звуковой турбулентностью, и поток насыщенный, представляющий собой максимально возможное значение теплового потока в плазме солнечных вспышек [2, с. 90].

Более аккуратный подход к вычислению нестационарного столкновительного переноса тепла в плазме рассмотрен, например, в [4, 5]. При помощи метода моментов Греда (разложение функции распределения электронов по полиномам Эрмита-Чебышева) из кинетического уравнения выводится система уравнений гидродинамики в виде законов сохранения массы, импульса и энергии, дополненная уравнениями для тензора давления и вектора теплового потока. Отвлекаясь от гидродинамической части задачи о воздействии мощного теплового потока на атмосферу Солнца (см., однако, [2]), можно переписать уравнение для потока тепла в упрощенном виде

$$F = -\kappa \nabla T - \tau \frac{\partial F}{\partial t}.$$

Здесь t – характерное время релаксации теплового потока, связанное с электронными столкновениями. Оно зависит от температуры, в частности, для полностью ионизованной плазмы $t = t_0 T^{3/2}$.

Смысл столкновительной релаксации заключается в том, что тепловой поток реагирует на изменение пространственного распределения температуры не мгновенно, как в законе Фурье, а с некоторой задержкой. Как следствие, при быстрых процессах изменения профиля температуры зависимость потока от градиента температуры ослабляется. Для условий во вспышках получаем $t_0 \sim 13 \cdot 10^{-12}$ сек $\text{K}^{-3/2}$, т.е. для температуры 10^8 К время релаксации $t \sim 13$ сек, что сравнимо со временем пребывания трубки в ТС ($t_1 \sim 7$ сек). Поэтому необходимо учитывать эффект релаксации теплового потока в описанной выше задаче. Сделаем это.

На рисунке чёрным цветом показаны распределения температуры в 7 и 21 сек. Мы видим совершенно иное поведение в процессе переноса тепла из ТС в корональную плазму. Во-первых, фронт тепловой волны стал круче. Во-вторых, после отсоединения трубки от ТС значительно изменилась форма волны. Если в случае закона Фурье максимум температуры находился в начале координат, то теперь он перемещается по трубке вместе с волной, причем решение представляет собой волну с крутым передним фронтом и пологим задним. Максимальное значение температуры в трубке уменьшается со временем значительно медленнее, чем в классическом случае.

Скорость фронта тепловой волны в рассматриваемый период почти не зависит от времени и составляет примерно $2.2 \cdot 10^9$ см/сек, т.е. много меньше, чем в классическом приближении, использующем закон Фурье. Количество тепла, поступающее в трубку за время контакта с токовым слоем, уменьшилось в четыре раза по сравнению с классическим случаем, что больше соответствует реальному балансу энергии в солнечных вспышках.

3. Заключение

Мы рассмотрели простые математические модели, предназначенные для описания нагрева плазмы в солнечной короне мощными потоками тепла из высокотемпературных (сверхгорячих) пересоединяющих токовых слоев (ТС) вдоль трубок магнитного поля во время солнечных вспышек. Рассчитаны распределения температуры в окрестности ТС. Показано, что в окрестности ТС использование классического описания переноса тепла в форме закона Фурье дает решения, не имеющие физического смысла. Это связано с тем, что в рассматриваемой существенно нестационарной задаче не выполнены условия применимости этого закона.

Наши расчёты демонстрируют, что перенос тепла классической столкновительной электронной теплопроводностью с учётом эффекта столкновительной релаксации теплового потока качественно меняет характер переноса тепла в окрестности ТС и значительно лучше описывает этот процесс в солнечных вспышках.

Литература

1. *Somov B.V.* Plasma Astrophysics, Part II, Reconnection and Flares. New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2006.
2. *Somov B.V.* Physical Processes in Solar Flares. Dordrecht, Kluwer Academic Publ., 1992.
3. *Oreshina A.V., Somov B.V.* // Astronomy and Astrophysics, V. 320, P. L53 (1997).
4. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А.* Основы физики плазмы. Москва: Атомиздат, 1977.
5. *Moses G.A., Duderstadt J.J.* // The Physics of Fluids, V. 20, № 5, P.762 (1977).

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО КОЛЕБАНИЯМ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА КАК ЦЕЛОГО, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ MDI (SOHO)

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

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

NEW RESULTS ABOUT THE OSCILLATIONS OF A SUNSPOT AS WHOLE, ACCORDING TO MDI (SOHO) DATA

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

Central (Pulkovo) Astronomical observatory, solov@gao.spb.ru

The processing of long (up to 144 hours) series of MDI (SOHO) magnetograms gave the following results:

1. A limiting low-frequency mode of eigen oscillations of sunspots as a whole structures is the mode with the period of about 800–1300 minutes. Its period depends nonlinearly on magnetic field strength of sunspot.

2. Besides a limiting low mode, the higher harmonics in the range of 40–45, 60–80 and 135–170, 220–250, 480–520 minutes have been revealed in oscillatory power spectra of sunspots. In these bands the power of oscillations falls monotonously and quickly with the frequency growth, that is the characteristic feature for the overtones arising owing to nonlinear character of oscillations.

3. The limiting oscillatory mode exists in sunspots steadily throughout 1.5–2 days. This time coincides with average life-time of a supergranular cell. The low harmonic with the period about 2100–2880 minutes (36–48 hours) is observed in power spectra of sunspots too, but it is not the eigen mode of sunspot because its period does not depend on magnetic field strength in the sunspot. Possibly, this mode should be considered as the frequency of the external exciting force caused by dynamic perturbations of sunspots from the outside by surrounding supergranular cells.

В качестве наблюдательного материала используется временная последовательность магнитограмм SOHO/MDI [1] полного диска Солнца, представленная в формате FITS. Для формирования временного ряда значений магнитного поля в пятне мы используем метод, основанный на поиске экстремального значения магнитного поля в выбранной площадке, содержащей исследуемое пятно [2].

Полученный ряд максимальных значений поля (H) можно представить в виде: $H = H01 + H02 + h(t)$, где $H01$ – изменение магнитного поля пятна за счет проекционных эффектов ($\sim \cos\theta$), $H02$ – изменение среднего магнитного поля за счет эволюции пятна (эти две компоненты не имеют периодических составляющих и объединены в понятие тренд) и $h(t)$ – флуктуационная часть ряда. Именно ее мы и изучаем, поэтому для решения нашей задачи не требуется знание абсолютной величины напряженности магнитного поля в пятне.

Спектры мощности колебаний магнитного поля для всех обработанных пятен (более 20) оказываются очень похожими между собой: на них всегда присутствует мода в довольно широкой полосе периодов 800–1600 минут (обозначим ее как M1), а также, как правило, присутствует достаточно сильная низкочастотная мода (назовем ее M2) в полосе 2100–2900 минут (36–48 часов). На рис. 1 приведен типичный вейвлет-спектр для рядов наблюдений, выдаваемых MDI с интервалом 96 мин (пятно №10139, 5.10.2002).

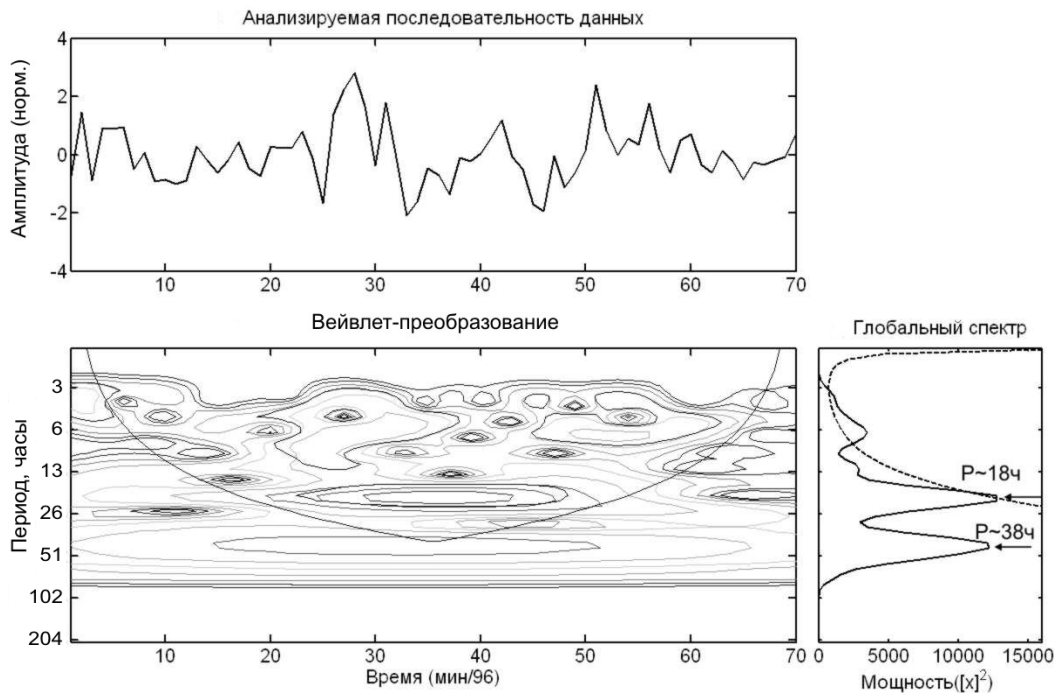


Рис. 1.

Тщательный анализ выявил принципиальные различия в поведении указанных мод. Во-первых, выявилось несколько случаев, когда амплитуда моды M2 оказывалась ниже M1 (для остальных спектральных компонент мы всегда наблюдали падение мощности к высоким частотам). Если признать M2 главной (предельной) собственной модой, то это означало бы, что иногда обертоны оказывались более мощными, чем основная гармоника. Это трудно обосновать физически.

Во-вторых, вейвлет-анализ постоянно выявляет цуговой характер колебаний на моде M1 и более высоких модах (длительность существования моды ~ 3–4 периода). Временной интервал между последовательными цугами моды M1 как раз близок к периоду моды M2, т.е. составляет около 30–50 часов, что, в свою очередь, попадает во временной интервал, характерный для супергрануляции.

Этот факт привел нас к мысли о том, что здесь мы наблюдаем в спектре колебания солнечного пятна результат внешнего квазипериодического возмущения со стороны ячеек супергрануляции, возникающих и распа-

дающихся в непосредственной близости от пятна. На эту мысль, кроме совпадения временных масштабов, наводит и то, что пространственные масштабы пятна и супергрануляционной ячейки очень близки, и это способствует проявлению резонансных взаимодействий.

Основываясь на этих соображениях, мы взяли в качестве рабочей гипотезы предположение о том, что мода M2 появляется в спектре мощности пятна за счет квазипериодического воздействия на него внешней возмущающей силы достаточно большой амплитуды, т.е. обусловлена «толчками» пятна со стороны ячеек супергрануляции, которые, как известно, возникают и распадаются с характерным временем около 1,5–2 суток.

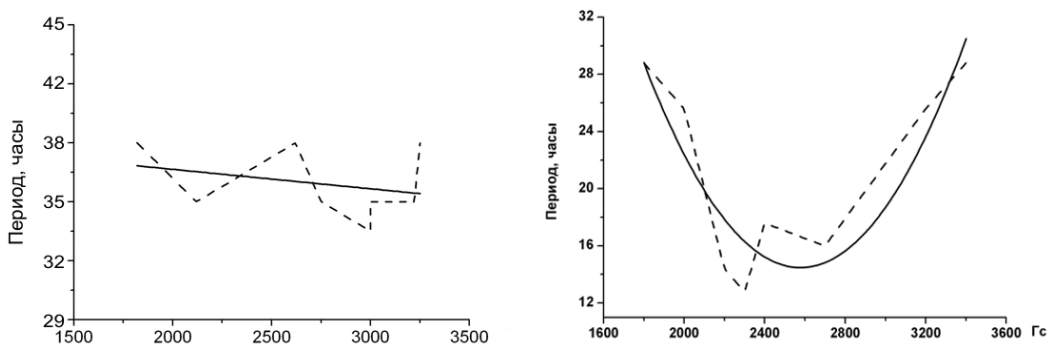


Рис. 2.

Принятая нами гипотеза предполагала, что в силу разной физической природы мод M1 и M2 их периоды должны различным образом зависеть от напряженности магнитного поля в пятне, а именно: период моды M2, обусловленной чисто внешними супергрануляционными «толчками», вообще не должен зависеть от напряженности магнитного поля пятна. И наоборот, если некоторая мода является основной собственной модой колебаний пятна как целого, то для нее должна иметь место явно выраженная и довольно специфическая зависимость периода (или частоты) собственных колебаний пятна от напряженности магнитного поля. Как следует из проведенных ранее исследований [2] и теоретической модели [3], при напряженности поля пятна меньше 2600–2700 Гс период его собственных колебаний должен падать с увеличением поля, а в интервале примерно от 2700 до 3400 Гс – резко возрастать. При напряженности поля пятна 2600–2700 Гс период собственных колебаний пятна как целого – наименьший.

Результаты исследований зависимостей периодов мод M1 и M2 от напряженности магнитного поля пятен представлены на рис. 2. Как видим, мода M2 (левая панель) не показывает значимой зависимости от напряженности магнитного поля, в то время как для моды M1 (правая панель) зависимость периода от напряженности магнитного поля отчетливо выражена и имеет именно тот вид, который предсказывается теоретической моделью колебаний пятна [3].

На основании изложенного мы заключаем, что предельной собственной модой колебаний солнечного пятна является мода M1 с периодом в среднем около 13–22 часов. Разброс периодов здесь оказывается довольно большим именно потому, что частота этой моды сильно зависит от напряженности магнитного поля пятна.

Заключение

1. Предельной низкочастотной модой глобальных колебаний магнитного поля солнечного пятна как целого является, по-видимому, мода с периодом в среднем от 800 до 1300 минут (13–22 часа). Период этой моды существенно и нелинейным образом зависит от напряженности магнитного поля в пятне.

2. Кроме предельной моды в колебательных спектрах пятен, выявляются и более высокие моды с периодами в полосах 40–45, 60–80, 135–170, 220–240 и 480–520 минут, причем мощность колебаний в этих полосах монотонно и быстро падает к малым периодам, что характерно для обертонов, возникающих вследствие нелинейного характера колебаний.

3. Предельная колебательная мода устойчиво существует в пятнах на протяжении 1,5–2 суток. Это время совпадает со средним временем жизни ячейки супергранулы. Наблюдаемая в спектре мощности колебательная мода с периодом около 2100–2900 минут (35–48 часов), по-видимому, отражает цуговой характер колебаний на основной моде M1, при этом не является собственной частотой колебаний пятна, как целого, поскольку ее период не зависит от величины магнитного поля в пятне. Эту моду следует рассматривать как проявление квазипериодической внешней возбуждающей силы, обусловленной динамическими возмущениями пятна со стороны окружающих его ячеек супергрануляции.

Литература

1. *P.H. Scherrer et al.*, Solar Physics, **162**, 129 (1995).
2. *V.I. Efremov, L.D. Parfinenko, A.A. Solov'ev*, J. Opt. Tech. **75**, 9 (2008).
3. *A.A. Соловьев, Е.А. Киричек*, Астрофизический бюллетень. **63**, 80 (2008).

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАД АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ NOAA 10325

Петерова Н.Г.¹, Топчило Н.А.², Рябов Б.И.³, Безруков Д.А.³

¹*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Россия*

²*НИИАИ СПбГУ, Россия*

³*Вентспилский международный радиоастрономический центр, Латвия*

CHARACTERISTIC FEATURES OF CYCLOTRON SOURCE ABOVE ACTIVE REGION NOAA 10325

Peterova N.G.¹, Topchilo N.A.², Ryabov B.I.³, Bezrukov D.A.³

¹*St. Petersburg Branch of SAO RAS, Saint Petersburg, Russia*

²*Sobolev Astronomical Institute of Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

³*Ventspils International Radio Astronomy Center, Latvia*

Research of chromosphere-corona transition region over sunspots on the basis of spectral-polarization observations of cyclotron sources in a microwave band is continued. Earlier at research of two solar Active Regions (AR) [1, 2] some important features of these sources, appeared characteristic as for a large unipolar sunspot, and small area sunspots which were a part of bipolar AR, have been revealed. The noticed laws are checked on example NOAA 10325, having "typical" (average) structure and the sizes.

Исследование характеристик источника циклотронного излучения (CS) активной области NOAA 10325 направлено на изучение переходной области хромосфера-корона над солнечными пятнами (STR). Оно выполнено на основе спектрально – поляризационных наблюдений с высоким частотным и пространственным разрешением в микроволновом диапазоне волн на радиотелескопах NoRH, РАТАН-600 и ССРТ. Исследования CSs, выполненные таким методом ранее [1, 2], выявили ряд **новых** особенностей их структуры и спектра, имеющих важное значение для уточнения модели STR и представлений о физических параметрах корональной плазмы над солнечными пятнами.

Одна из подмеченных особенностей – низкая яркость CS [1] в коротковолновой части диапазона ($\lambda < 2$ см) при наблюдениях в о-моду излучения, отчего CS в этой моде выглядит более темным по сравнению с фоном (спокойное Солнце), т.е. более холодным на (2–4) тыс. град. Наличие этой особенности подтверждается наблюдениями NOAA 10325 (см. Рис. 1а). В отличие от [1], где не было зафиксировано зависимости этого эффекта от долготы АО, в случае NOAA 10325 эффект пропадает (причем симметрично) при приближении АО к лимбу (см. Рис.1б), и на долготах больше ± 3 дня от центрального меридиана источник становится ярким в обеих модах излучения.

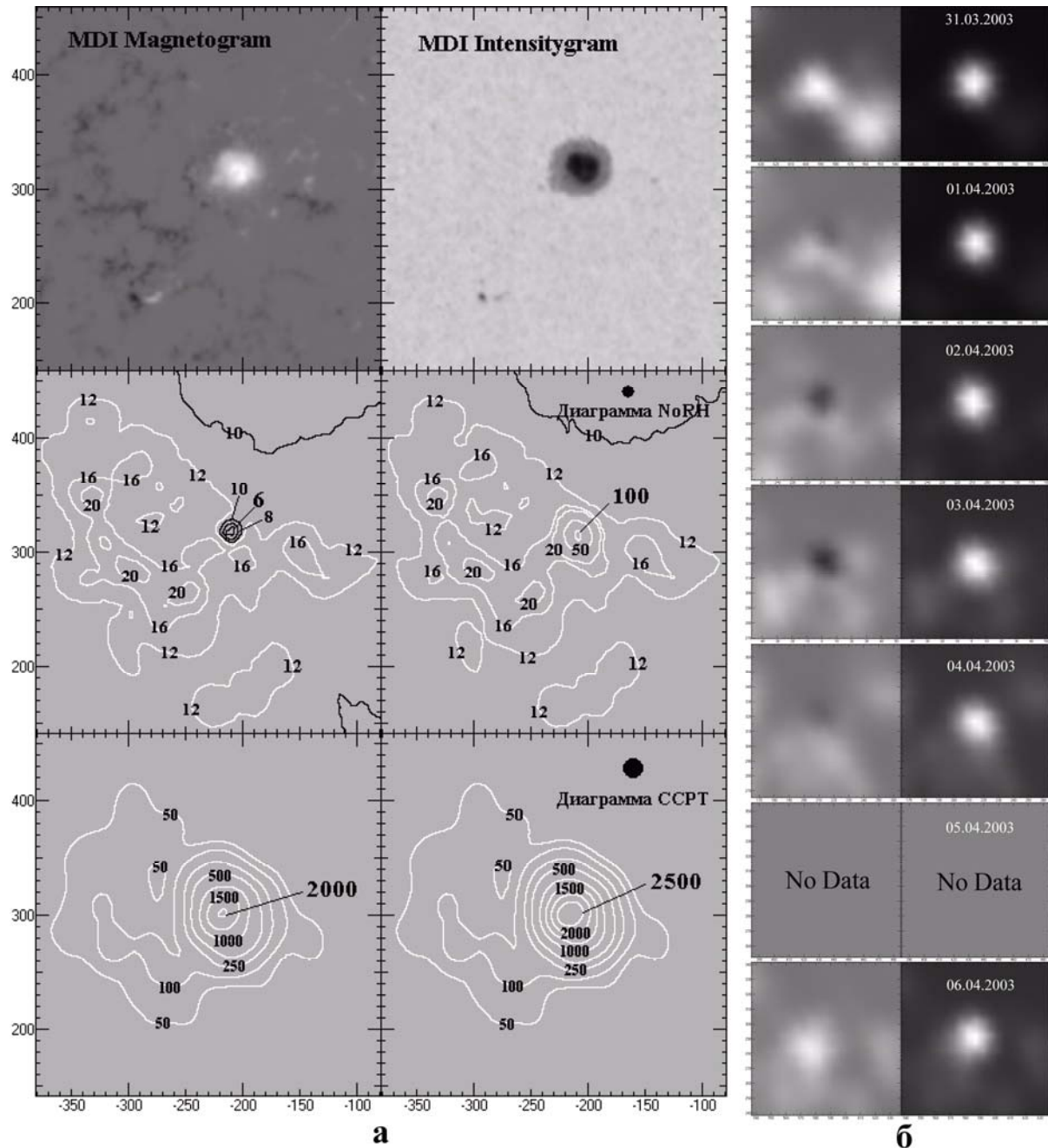


Рис. 1. а): Карты NOAA 10325 по наблюдениям вблизи момента прохождения АО центрального меридиана Солнца (02.04.2003 г.). Верхний ряд: данные MDI SOHO; средний ряд: радиогелиограф NoRH ($\lambda = 1.76$ см); нижний ряд: ССРТ ($\lambda = 5.2$ см). Радиокарты приведены в о-моду излучения (слева) и е-моду (справа). Значения яркостной температуры на изофотах даны в тыс. град. На короткой волне (NoRH) в о-моду излучения над центральной частью тени пятна отчетливо видно потемнение ~ 4 тыс. град. по сравнению с фоновым излучением спокойного Солнца (10 тыс. град.). На длинной волне (ССРТ) потемнение отсутствует. **б):** Динамика основного пятна АО 10325 за (31.03 – 06.04) 2003 г. по наблюдениям на NoRH. Правый столбец – е-мода излучения, левый – о-мода. Видно, что эффект потемнения в о-моду над центральной частью пятна, наблюдается только в период нахождения АО вблизи центрального меридиана (01 – 04).04.2003 г.

На примере АО 10325 подтвердилась и **другая** из подмеченных ранее особенностей – изменение структуры изображения источника в о-моде излучения происходит не плавно, а скачкообразно (см. Рис. 2).

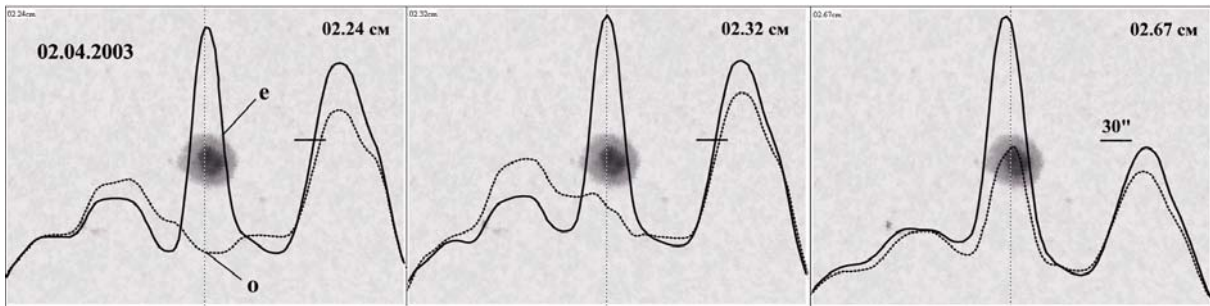


Рис. 2. Пример скачкообразного увеличения яркости пятенного источника АО 10325 в о-моде излучения по наблюдениям 02.04.2003 г. Представлены участки РАТАН-сканов, наложенные на фотогелиограмму.

Ранее [1] резкое увеличение яркости источника в о-моде излучения было отмечено при переходе от волны 2.32 см к 2.67 см. Аналогичный скачок виден и в случае АО 10325, но положение скачка немного смещается в сторону более коротких волн при увеличении долготы АО. Потемнение же источника в о-моде излучения изменяется плавно по частоте, и степень его контраста увеличивается с уменьшением длины волны.

По наблюдениям АО 10325 было проверено также поведение спектра яркостных температур, получаемых отдельно в е- и о-модах излучения. Ранее было установлено [1, 2], что эти спектры, пересчитанные в зависимость от величины магнитного поля (или высоты) для 2-го и 3-го гироуровней, начинают сильно расходиться в диапазоне коротких волн ($\lambda < 2.7$ см), причем о-мода излучения оказывается горячее е-моды (см. Рис. 3). Пересчет в высоты сделан в предположении о дипольном характере магнитного поля. Как обычно, считалось, что е-мода генерируется 3-м гироуровнем (кривая "E-mode-3"). Для о-моды представлены два варианта: кривая "O-mode-3" – генерация на 3-м гироуровне, кривая "O-mode-2" – генерация на 2-м гироуровне. Во втором варианте оказывается, что яркость о-моды становится сравнимой или даже превышает яркость излучения в е-моды. Это противоречит общепринятому представлению о соотношении оптических толщин о-е мод. Аналогичный характер спектра был зарегистрирован и при наблюдении АО 10105 [1] и АО 10848 [2].

В качестве интерпретации полученного результата предлагается идея о том, что излучение в о-моды генерируется 3-м гироуровнем, а не 2-м, как это считается в рамках общепринятой модели CSs. Сделать такое предположение позволяет также другой результат наблюдений, согласно которому размеры источника излучения в обеих модах оказались близки.

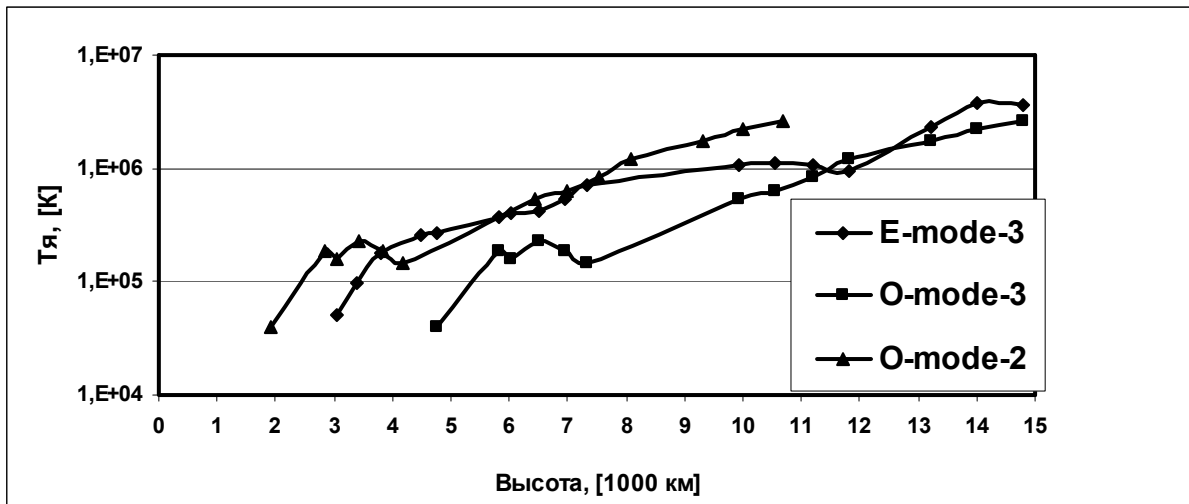


Рис. 3. Спектр яркостных температур микроволнового излучения источника над активной областью NOAA 10325 по наблюдениям 02.04.2003 г. на радиотелескопе РATAN-600.

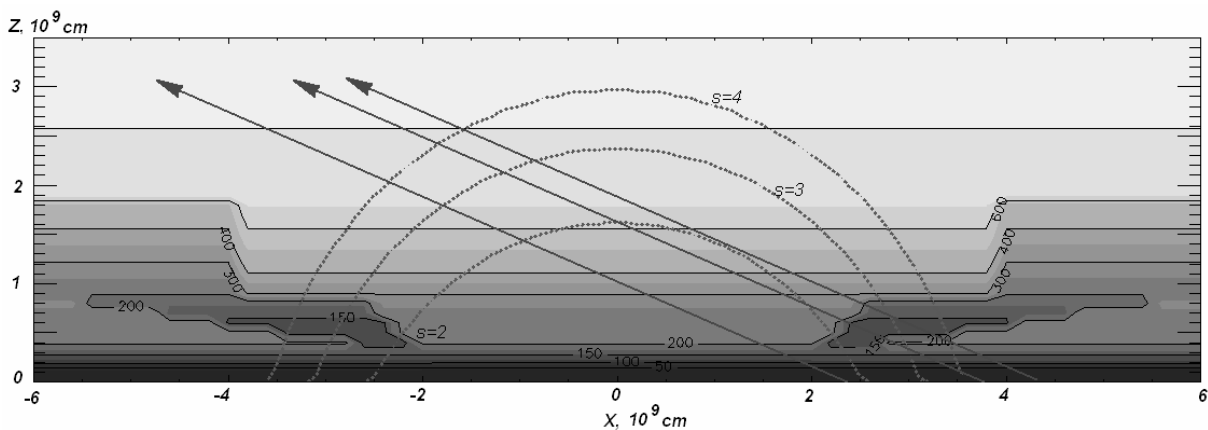


Рис. 4. Модель короны над пятном АО 10325.

Для подтверждения выдвинутой идеи ведется моделирование CS, один из вариантов которого представлен на рис. 4. Моделирование показало, что для согласования с наблюдениями необходимо, чтобы над пятном существовал слой холодной и разреженной плазмы. Обоснованность такого предположения подтверждают также результаты УФ-наблюдений.

Литература

1. Н.А. Топчило, Н.Г. Петерова, Т.П. Борисевич, 2010, АЖ, т.87, № 1, с.75.
2. А.Н. Korzhavin, L.V. Opeikina, N.G. Peterova, 2010, Astrophys. Bull., **65**, 60.

СОЛНЕЧНАЯ ВСПЫШКА – ФОТОСФЕРНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Подгорный И.М.¹, Подгорный А.И.²

¹*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия, podgorny@inasan.rssi.ru*

²*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.
podgorny@fian.fiandns.mitp.ru*

SOLAR FLARE – PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD AND X-RAY PECULIARITY

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, podgorny@fian.fiandns.mitp.ru*

Powerful solar flares appear above an active region after active region magnetic flux increasing up to 10^{22} Mx. For magnetic flux calculations the SOHO MDI measurements are used. Normal magnetic field distributions are obtained from Laplace equation solving with oblique derivative boundary conditions. Strong magnetic field disturbances on the photosphere during a flare are not observed. These results confirm the solar flare model based on slow energy accumulation in the current sheet magnetic field above an active region. The physical meaning of Neupert effect consists in soft X-ray time dependence on the amount of the thermal energy stored in a current sheet.

Введение

Регистрация на поверхности Солнца вспышечных лент, сопровождаемая магнитными бурями на Земле, вызвала появление термина “хромосферная вспышка”. Данжи [1] первым предположил, что вспышка представляет собой электрический разряд в короне. В [2] С.И. Сыроватский предложил механизм накопления энергии для вспышки в токовом слое и взрывное выделение энергии при распаде токового слоя. Процесс образования токового слоя и накопление энергии в его магнитном поле в короне были продемонстрированы в численных МГД экспериментах, сначала для двумерного модельного поля [3, 4], а затем в трехмерных расчетах. Граничные и начальные условия задавались из наблюдений предвспышечного состояния. Было показано, что накопление энергии для вспышки осуществляется в магнитном поле токового слоя, формирующегося над активной областью [5]. Токовый слой образуется в окрестности особой линии магнитного поля за счет аккумуляции возмущений, приходящих от фотосферы. Эти данные опровергли широко распространенную тогда идеологию “хромосферной вспышки”. Факт первичного выделения энергии в короне был окончательно установлен наблюдениями на космических аппаратах [6].

Модель вспышки

Электродинамическая модель солнечной вспышки, основанная на образовании токового слоя над активной областью, подробно обсуждалась на Пулковских семинарах [7]. Численным трехмерным МГД моделированием было показано, что энергия для вспышки накапливается в магнитном поле токового слоя в течение десятков часов, и распад слоя должен вызвать взрывное выделение этой энергии в короне. При этом формирование токового слоя в численном эксперименте происходит при задании граничных и начальных условий для конкретных вспышек без введения дополнительных условий о возможном характере вспышки. Энергия магнитного поля расходуется на нагревание плазмы в токовом слое, ускорение электронов, высыпавшихся на поверхность Солнца и вызывающих жесткое излучение, а также на эжекцию плазмы в межпланетное пространство и генерацию солнечных космических лучей.

Измерения на аппарате RHESSI подтвердили предсказания электродинамической модели. В интервале энергий до 20 кэВ главный вклад дает тепловой спектр с температурой ~ 3 кэВ, излучаемый из токового слоя в короне, а при больших энергиях регистрируется степенной спектр пучков электронов с энергией ~ 100 кэВ. При этом для многих вспышек наблюдается эффект Ньюперта - пропорциональность мощности мягкого рентгеновского излучения интегралу по времени от мощности жесткого излучения.

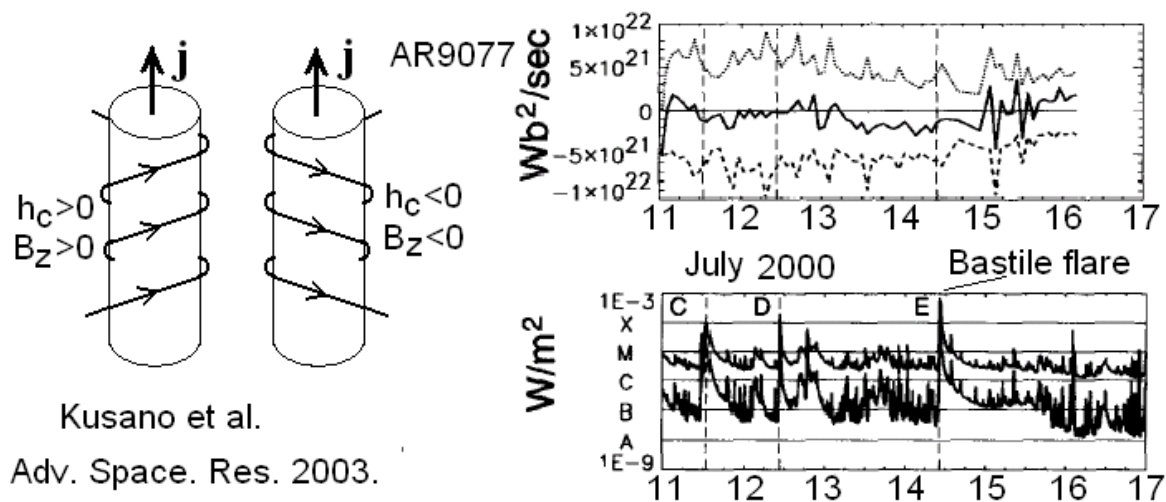


Рис. 1. Связь магнитной скрученности $j_z B_z$ с появлением вспышек.

Альтернативная модель вспышки, разрабатываемая последнее время рядом авторов [8], основана на появлении закрученных линий магнитного поля, как это показано на рис. 1 слева. Предполагается, что при контакте двух изображенных на рисунке жгутов произойдет магнитное пересоединение, и выделяемая энергия вызовет солнечную вспышку.

Рядом авторов предпринимаются попытки обнаружить сильные фотосферные возмущения в момент вспышки, которые могли бы объяснить вспышку “ижекцией скрученности”. Такая безуспешная попытка, предпринятая в [8], показана на рис. 1 справа.

Связь появления вспышек с магнитным потоком активной области

Для исследования связи появления мощных вспышек с магнитным потоком активной области исследовалась активная область AO10486, которая при прохождении через диск Солнца дала серию вспышек 26–29.10.2003. Публикуемые данные SOHO MDI представляют собой карты компоненты магнитного поля направленной вдоль луча зрения. На рис. 2 показаны три магнитограммы MDI активной области AO10486, давшей серию вспышек класса X. Отчетливо видно изменение распределения поля.

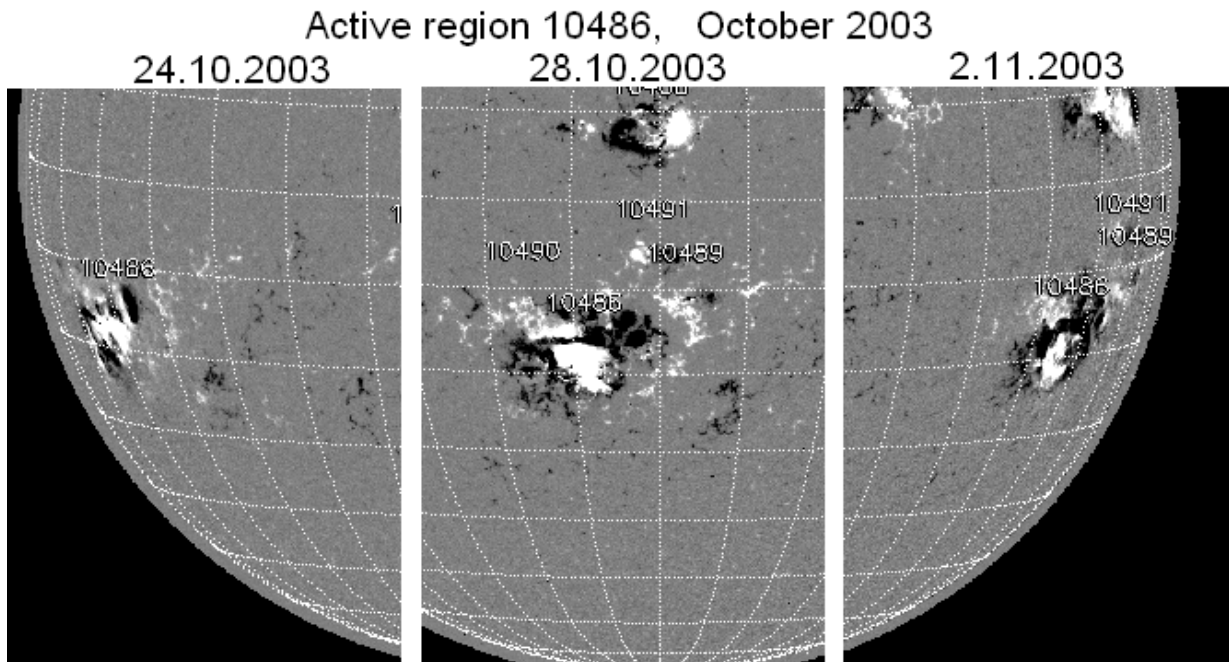


Рис. 2. SOHO MDI магнитограммы для трех моментов времени.

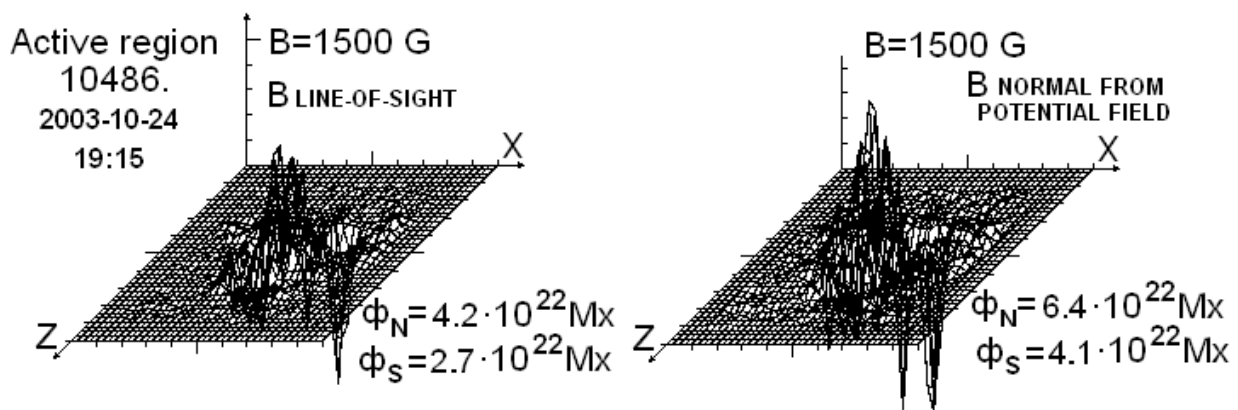


Рис. 3. Измеренное распределение поля и вычисленное распределение нормальной составляющей.

Однако использование таких данных может привести к значительным ошибкам. По мере перемещения активной области по диску, величина регистрируемого потока и распределение поля в активной области изменяются по двум причинам – из-за реального изменения поля и из-за изменения угла зрения. Для исключения влияния угла зрения вычислялась нормальная к поверхности Солнца составляющая магнитного поля. В расчетах использовался метод решения уравнения Лапласа с наклонной производной, а нормальная составляющая на фотосфере определялась из полученного потенциального поля. Применимость такого метода основана на малом вкладе поля токового слоя, высоко расположенного в короне. Сравнение измеренного распределения поля и вычисленного распределения нормальной составляющей поля показано на рис. 3.

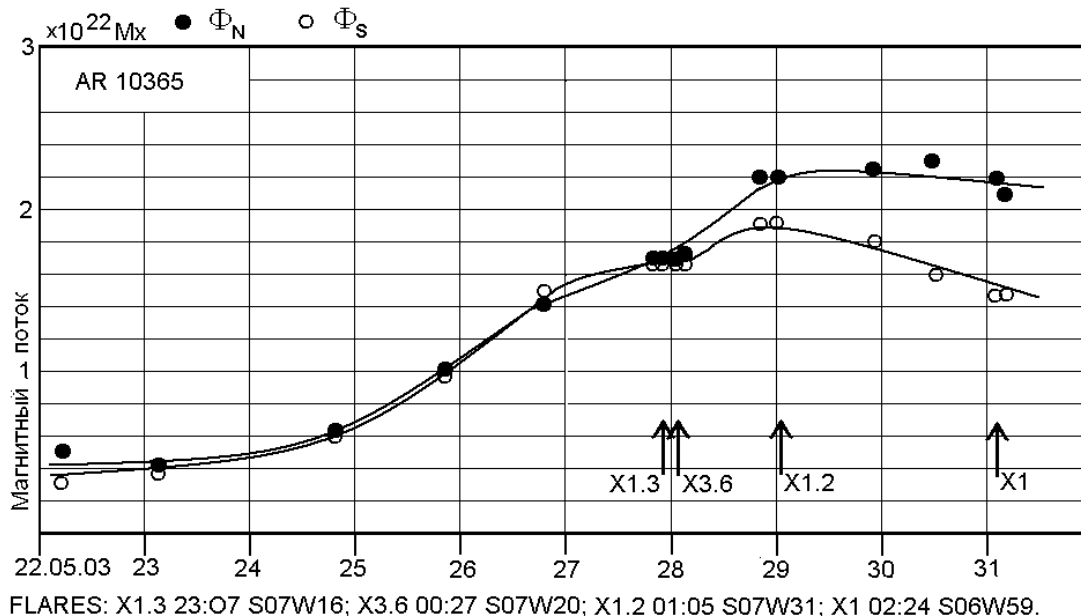


Рис. 4. Изменение северного и южного потоков магнитного поля при прохождении активной области по диску Солнца.

Появление вспышек по мере развития активной области показало, что мощные вспышки (класса X) появляются после достижения потока в активной области значения $\sim 10^{22}$ Мкс. Аналогичным образом ведут себя и другие активные области. На рис. 4 показан рост магнитного потока и появление вспышек в АО10365, возникшей на видимом солнечном диске.

Фотосферное магнитное поле во время вспышки

Активная область все время находится в стадии медленной эволюции. Возникает вопрос, имеет ли место в момент вспышки изменение фотосферного магнитного поля, определяющее поступление энергии из актив-

ной области в корону. Сделана попытка, используя данные SOHO MDI, найти характерные изменения в распределении магнитного поля в активной области, которые однозначно связаны с возникновением вспышки. Две больших вспышки в АО 10365 с интервалом около полутора часов (X1.3, 27.05.2003 23:08 и X3.6, 28.05.2003 00:36) произошли при Северном и Южном потоках, равных 1.65×10^{22} Мкс. Магнитные потоки непосредственно перед этими вспышками, между ними и сразу после них оставались постоянными с точностью до 2%. Аналогичным образом вела себя вспышка X10 29.10.2003, возникшая над активной областью АО 10486. Исключением явилась самая мощная вспышка этой области X17 28.10.2003, для которой имеются данные MDI, совпадающие с точностью до 1 мин с максимумом вспышки (рис. 5). В момент вспышки появился острый максимум магнитного поля, показанный стрелкой. Его появление не вызвало заметного возрастания магнитного потока и изменения энергетики активной области. Не исключено, что этот максимум сыграл роль триггера, вызвавшего распад токового слоя. Подобные флуктуации поля наблюдаются при медленной эволюции активных областей. Конфигурация поля на протяжении часов изменяется очень слабо, магнитный поток в момент вспышек остается неизменным с точностью до 1-2 процентов. Во время вспышки не наблюдается сильных изменений поля в активной области, достаточных для возникновения вспышки с энергией $\sim 10^{32}$ эрг. Таким образом, получено независимое доказательство того, что энергия для вспышки накапливается и реализуется в короне.

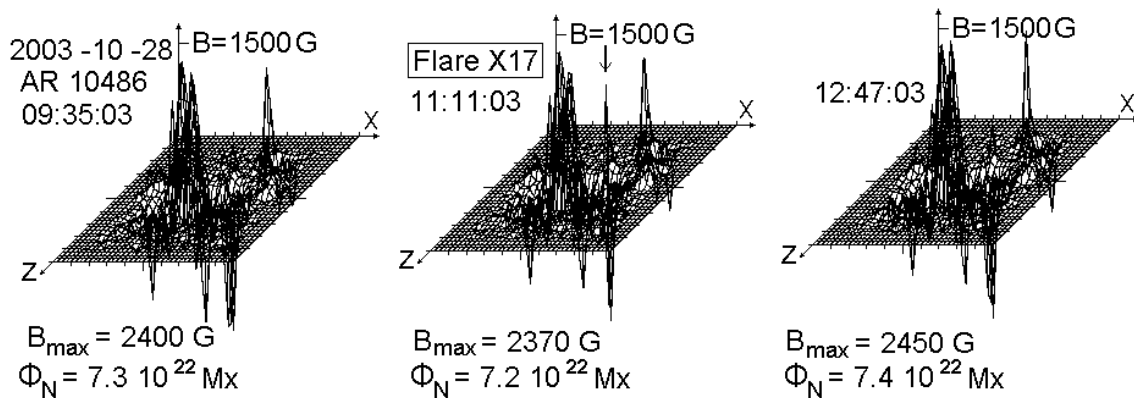


Рис. 5. Распределения магнитного поля во время мощной вспышки X17 и вблизи нее.

Об эффекте Ньюперта

Рентгеновское излучение вспышки состоит из двух компонент, излучаемых различными источниками. Тепловое излучение наблюдается из коронального источника, а пучковое излучение из источников, расположенных в подножьях вспышечной петли. При $h\nu < 10$ кэВ регистрируется в основном тепловое излучение, а при больших энергиях превалирует пучковое излучение. Согласно электродинамической модели вспышки пучковое излучение должно возникнуть при распаде токового слоя. Если ускорение

электронов до энергии $eV \sim 100$ кэВ происходит в электрическом поле на размере токового слоя $L \sim 10^9$ см, то время $t = L(2m/Ve)^{1/2}$ ускорения меньше 1 с. Следовательно, жесткое излучение из источников на поверхности Солнца должно появиться практически одновременно с началом взрывной диссипации магнитной энергии. Естественно предположить пропорциональность мощностей, выделяемой при пересоединении и потребляемой на ускорение электронов.

Мощность теплового рентгеновского излучения вначале должна возрастать с увеличением температуры плазмы, т. е. с накоплением тепловой энергии, выделенной при пересоединении, до тех пор, пока выделяемая мощность не станет соизмеримой с мощностью потерь на излучение и теплопроводность. Таким образом, в начальной стадии вспышки следует ожидать

зависимости $I(t)_{thermal} \sim \int_0^t I(t)_{beam} dt$. Такая зависимость действительно

часто наблюдается, она получила название эффект Ньюперта. Нет никаких оснований трактовать эту зависимость, как указание на возникновение теплового излучения вследствие нагрева плазмы электронными пучками [9].

Заключение

1. Подтверждены данные работы [10] о минимальном магнитном потоке АО, необходимом для генерации вспышки. Мощные солнечные вспышки (класса X) появляются над активными областями, обладающими магнитным потоком $\sim 10^{22}$ Мкс.
2. В момент вспышки не наблюдается значительного изменения fotosферного поля, которое могло бы обеспечить энергию вспышки. Эти данные согласуются с электродинамической моделью, в которой вспышка возникает при распаде токового слоя в короне.
3. Эффект Ньюперта объясняется возрастанием температуры плазмы в токовом слое пропорциональном энергии, выделенной к данному моменту времени.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-00043.

Литература

1. *Dungey J.W.* Cosmic Electrodynamics. Cambridge Un. Press. 1058.
2. *Сыроватский С.И.* ЖЭТФ **50**, 1133 (1966).
3. *Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И.* Физ. Плазмы. **6**, 297 (1980).
4. *Подгорный А.И., Сыроватский С.И.* // Физ. Плазмы. **7**. 1055 (1981).
5. *Подгорный И.М., Подгорный А.И.* АЖ. **85**, 739 (2008).
6. *Lin R.P. et al.* Ap. J. **595**, L69 (2003).
7. *Подгорный И.М., Подгорный А.И.* Солнечная и Солнечно-Земная Физика 2008. С. 289. Пулково. 2008.
8. *Kusano K. et al.* Adv. Space Res. **32**, 1931 (2003).
9. *Veronig A.M., et al.* Ap. J. **621**, 482 (2005).
10. *Ishkov V.N.* Astron. Astrophys. Trans. **20**, 563 (2001).

ДИНАМИКА ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Поляков В.Е.^{1,2}, Моргачев А.С.^{1,2}, Мельников В.Ф.^{3,2}

¹*ННГУ им. Лобачевского*

²*ФГНУ НИРФИ*

³*ГАО РАН*

Polyakov V.^{1,2}, Morgachev A.^{1,2}, Melnikov V.^{3,2}

¹*Lobachevski NNGU*

²*Radiophysical Research Institute*

³*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

Principal parameters of gyrosynchrotron (GS) radiation are its intensity, spectral index and polarization degree. The purpose of this work is a comparison of predictions of three considered theoretical models on behavior of these parameters with the observed ones of the microwave emission from solar flaring loops. Three types of electron injections were considered: 1. isotropic injection in the loop top; 2. isotropic injection near one of the loop footpoints; 3. anisotropic (with longitudinal anisotropy) injection in the loop top. It is shown that a good similarity between observed and theoretically predicted time profiles of the polarization degree and spectral index is found only for one of ten events. In other events no such a similarity was revealed.

Введение

Данная работа посвящена изучению закономерностей динамики микроволнового (гиросинхротронного) излучения солнечных вспышечных петель. Основными наблюдаемыми параметрами этого излучения являются интенсивность, наклон частотного спектра и степень поляризации. В НИРФИ на основе решения нестационарного уравнения Фоккера-Планка [1] рассчитано несколько теоретических моделей, предсказывающих поведение этих параметров с течением времени. Модели учитывают такие характеристики вспышечного процесса, как плотность плазмы во вспышечной петле, распределение электронов по питч углам, энергетический спектр электронов, зависимость функции инжекции электронов от времени и места внутри петли, угол наблюдения и другие.

Целью работы является сравнение предсказаний теоретических моделей с реально наблюдаемой картиной динамики частотного спектра и степени поляризации микроволнового излучения солнечных вспышечных петель. Для достижения этой цели были решены следующие задачи. 1) Отбор вспышечных петель, ориентация которых соответствует моделям петли с большим, близким к 90°, углом между лучом зрения и направлением магнитного поля во вспышечной петле. 2) Построение временных профилей потока излучения, спектрального индекса и степени поляризации для трех

участков вспышечной петли: двух оснований и вершины. 3) Сравнение наблюдаемых временных профилей исследуемых параметров с теоретическими предсказаниями. 4) Выбор наиболее адекватной теоретической модели для каждого из отобранных событий.

Результаты анализа

Было рассмотрено три модели инжекции электронов [1]:

- 1) изотропная инжекция в вершине петли;
- 2) изотропная инжекция вблизи одного из оснований петли;
- 3) анизотропная (с продольной анизотропией) инжекция в области вершины вспышечной петли.

Для каждой модели расчет производился при условии квазипоперечного наблюдения всех участков вспышечной петли, квадратичного распределения магнитного поля по длине петли, гауссовой формы временного профиля функции инжекции электронов в петлю, однородного распределения плотности плазмы.

Согласно расчетам [2], при увеличении степени поперечной анизотропии при наблюдении в квазипоперечном направлении на высоких частотах происходит значительное увеличение степени поляризации при практически неизменном спектральном индексе. А при увеличении степени продольной анизотропии при наблюдении в квазипоперечном направлении на высоких частотах происходит уменьшение степени поляризации вплоть до отрицательных значений и значительное увеличение спектрального индекса.

Для проверки теоретических предсказаний из имеющейся базы данных наиболее простых событий, наблюдаемых Радиогелиографом Нобеляма, были отобраны только те вспышечные петли, которые находились вблизи солнечного лимба. При сравнении наблюдаемых временных профилей степени поляризации и спектрального индекса только в одном из десяти событий (24 августа 2002 года) удалось обнаружить сходство динамики исследуемых параметров с теоретическими предсказаниями трех рассмотренных теоретических моделей. В остальных случаях их сходство не выявлено. Рассмотрим это событие более подробно.

На Рис. 1 представлены временные профили спектрального индекса и степени поляризации (1-я и 2-я панели соответственно) для трех участков вспышечной петли: южного основания (левая колонка), вершины (центральная колонка) и северного основания (правая колонка). Динамика поведения спектрального индекса и степени поляризации в южном основании совпадает с той, которую дает модель 3. А именно, рост спектрального индекса на начальной фазе всплеска до положительных значений и спад до отрицательных значений на поздней фазе вспышки, а также уменьшение степени поляризации по модулю на фазе роста и увеличение по модулю на заключительной фазе всплеска. В вершине петли из двух параметров сов-

падает по динамике только спектральный индекс. Его непрерывный рост на протяжении почти всего всплеска, выход на насыщение на самой его поздней фазе хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями. Нет полной согласованности с теоретической моделью и в северном основании. Только временной профиль степени поляризации в нем имеет сходство с теоретическим.

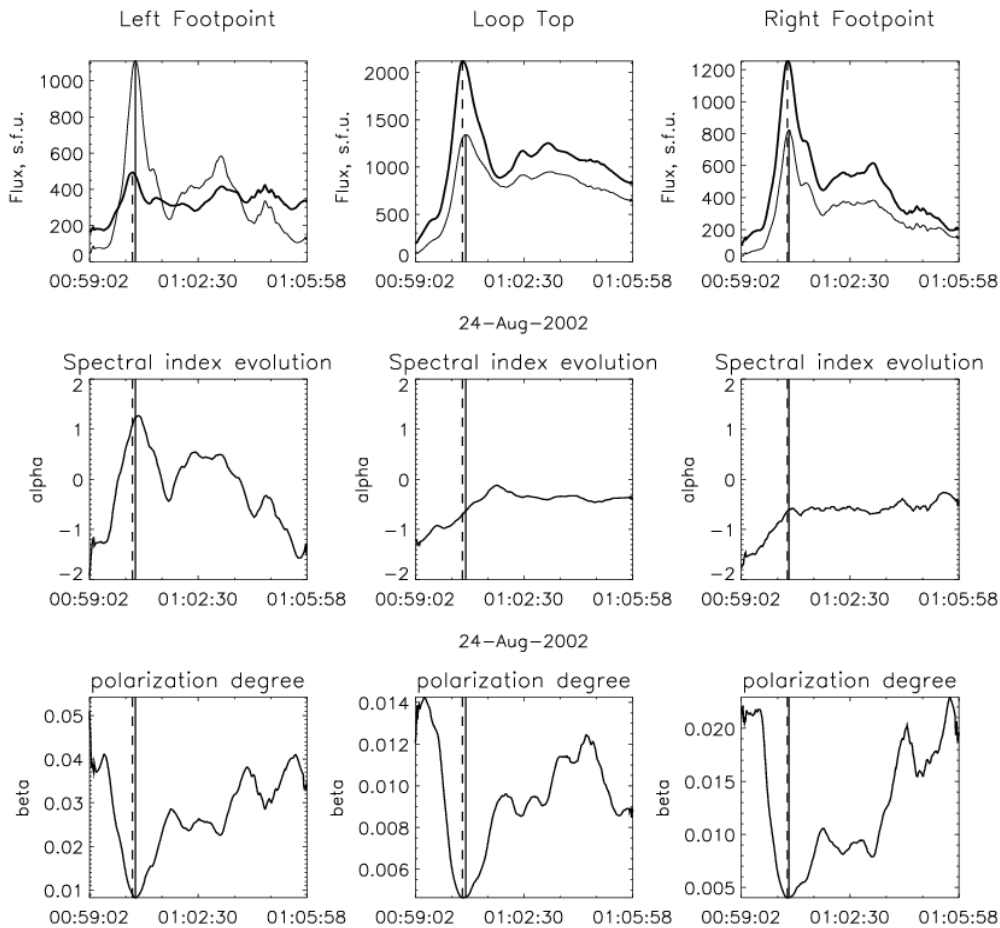


Рис. 1.

Стоит также отметить, что на протяжении всего всплеска численное значение степени поляризации в вершине меньше, чем в двух основаниях. Это наблюдение может свидетельствовать о том, что в основаниях всплещной петли преобладают электроны с поперечной анизотропией.

Рассмотрим также событие 15 апреля 2002 (Рис. 2), наблюдение которого также проводилось в квазипоперечном направлении. Поведение спектрального индекса и степени поляризации в этом событии не имеет такого сходства с поведением теоретически рассчитанных параметров каждой модели, как для события 24 августа 2002 г. Это говорит о несоответствии рассмотренных моделей применительно к данному событию.

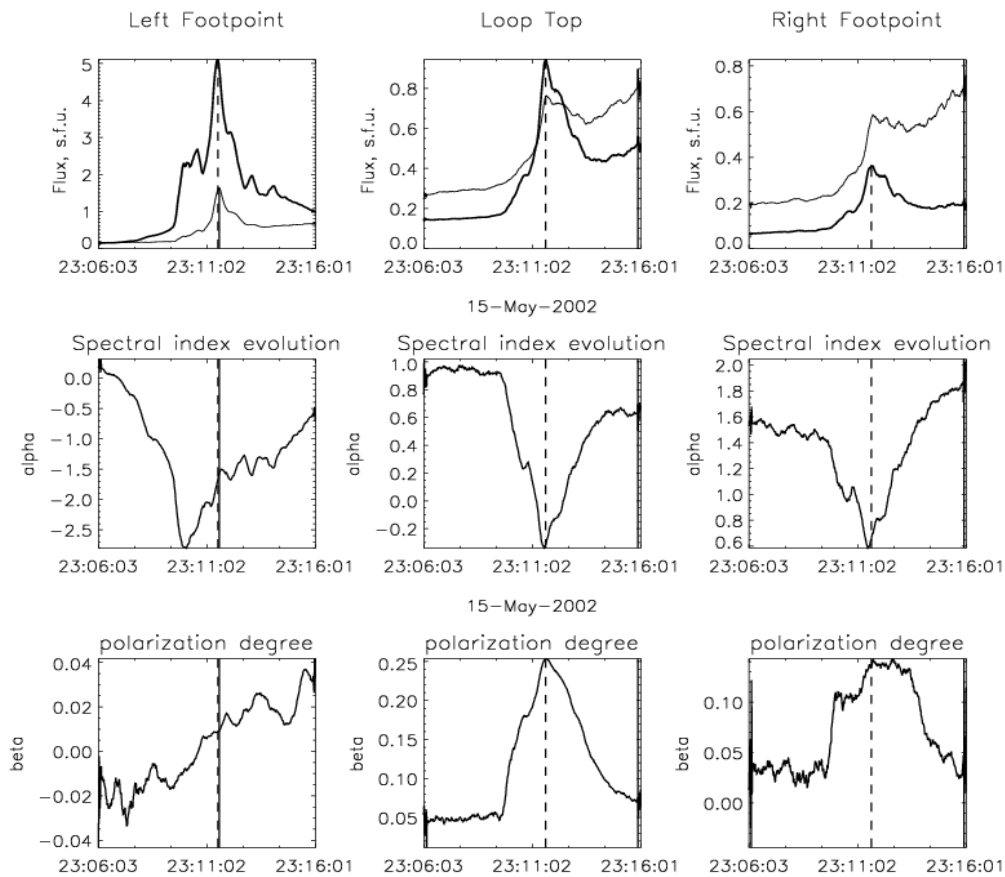


Рис. 2.

Заключение

При сравнении наблюдаемых временных профилей степени поляризации и спектрального индекса только в одном из десяти событий (24 августа 2002 года) удалось обнаружить общее сходство динамики исследуемых параметров с теоретическими предсказаниями трех рассмотренных теоретических моделей. В остальных случаях подобного сходства не выявлено. Объяснением этого может быть то, что предположения, сделанные в этих моделях, не соответствуют реальным процессам, происходящим во время рассмотренных вспышек (например, предположение о неизменности в течение вспышки пичч-углового распределения инжектируемых электронов). Таким образом, необходимо более адекватное теоретическое моделирование. Одна из рекомендаций – включение в рассмотрение переменной во времени степени анизотропии инжектируемых электронов.

Литература

1. Мельников В.Ф., Пятаков Н.П., Горбиков С.П. – В кн.: Труды Всероссийской конференции «Год астрономии: Солнечная и солнечно-земная физика – 2009», Санкт-Петербург, Пулково, 5–11 июля, с. 293–298.
2. Fleishman G.D., and V.F. Melnikov. – *Astrophysical Journal*, 2003, V. 587, PP. 823–835.

ПОЛЯРИМЕТРИЯ ПРОТУБЕРАНЦА 29.03.2006 г.

Попов В.В., Ким И.С., Суюнова Э.З.

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

POLARIMETRY OF A PROMINENCE OF MARCH 29, 2006

Popov V.V., Kim I.S., Suyunova E.Z.

Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow

Broad-band filter high-precision linear polarimetry in H α -prominences of March 29, 2006 is discussed. Measured polarization degrees of 3÷7% in the height range of 30÷100" are below the theoretical curve for pure resonance scattering. Promises of the method for synoptic observations in 2 lines are noted.

Введение

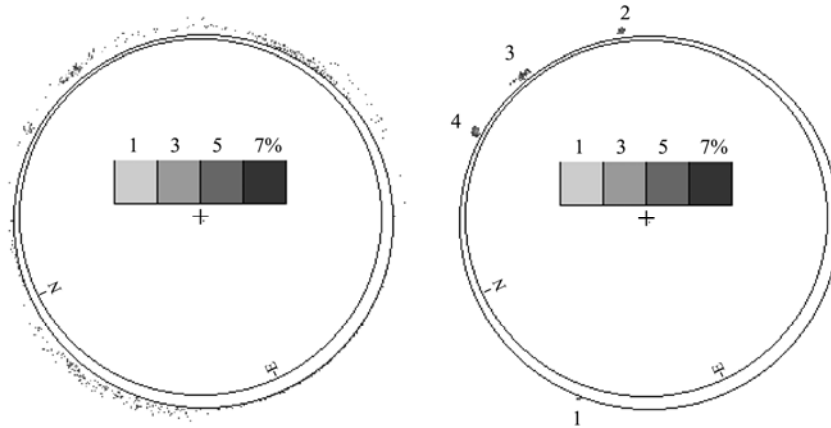
До настоящего времени фильтровые коронографические измерения линейной поляризации в эмиссионных линиях протуберанцев, дающие информацию о магнитных полях, являются единичными [1, 5]. «Квазикосмическая» яркость неба (10^{-10} ÷ 10^{-8} Вэ) во время полных солнечных затмений (ПСЗ) предоставляет возможность измерений степени линейной поляризации P с фактической точностью 1%. Разработанный нами метод основан на использовании портативного 60-мм коронографа полного лимба [3], однородности характеристик поляроида для любой "точки" изображения [6], специальном алгоритме обработки для получения 2D-распределений P [2], 24 последовательных положений поляроида, соответствующих его полному обороту, вместо традиционных трех. Ниже представлены результаты измерений P в спокойных H α -протуберанцах 26.03.2006 г. по наблюдениям в пос. Чамьюва (Турция).

Наблюдения, обработка данных, результаты

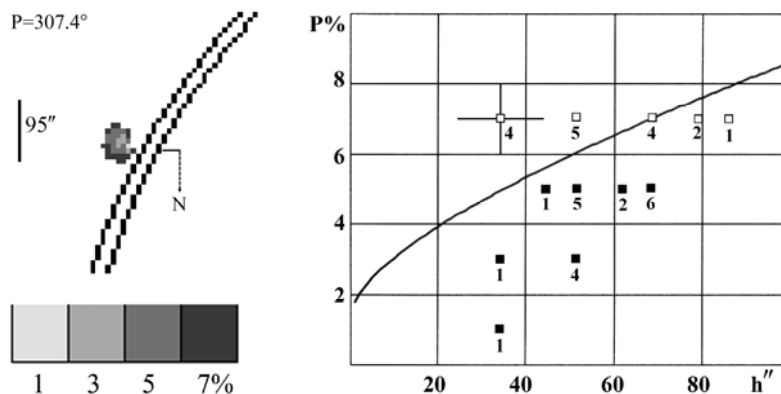
Оборудование: 60-мм коронограф-поляриметр, кинокамера КОНВАС, цветная киноплёнка Kodak 5205 250 D, фильтры HC11, 3C10 и KC13, сканер Nikon Super CoolScan 8000ED для оцифровки. Для изучения протуберанцев выбрана серия №72, полученная через фильтр KC13. Эффективная кривая пропускания оптического тракта имела FWHM \approx 40 нм. Контраст «протуберанец/корона» \approx 10. Тип протуберанцев определялся по синоптическим данным ГАО РАН. Угловое и поляризационное разрешения составляли [8"×8"].

Результаты

Двумерные распределения P показаны на рисунке: слева – 3 положения поляроида, справа – 24. «Зашумленный» сигнал (слева) характеризуется систематически меньшими на 2% значениями P .



Следующий рисунок показывает детальное распределение (слева) для протуберанца на $P = 251^\circ$ и теоретическую зависимость P от высоты (справа), рассчитанную нами для чисто резонансного рассеяния [7]. Большинство измеренных значений лежит ниже кривой, что объясняется деполяризацией магнитной и немагнитной природы [4].



Представленные результаты демонстрируют перспективы метода для узкополосных синоптических измерений P в двух линиях, что позволит получать данные о магнитных полях и электрических токах в верхней солнечной атмосфере [7]. Исследования поддержаны грантом N 08-02-00975 РФФИ.

Литература

1. *Bommier, V., Landi Degl'Innocenti, E., Leroy, J.L. et al.* 1994, *Solar Phys.* **154**, 231.
2. *Kim, I.S., Bougaenko, O.I., Belenko, I.A., et al.* 1996, *Радиофизика*, **39**, 1298.
3. *Kim, I.S., Alexeeva, I.V., Bougaenko O.I., et al.* 2000, *ASP Conference Series*, **205**, 51.
4. *Landi Degl'Innocenti, E., Bommier, V., Sahal-Breshot S.* 1987, *A&A*, **186**, 335.
5. *Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Breshot S.* 1983, *Solar Phys.*, **83**, 135.
6. *Пак Е.Д., Ким И.С., Бугаенко О.И. et al.* 2001, *Астрон. журнал*, **78**, 839.
7. *Zanstra H.* 1950, *M.N.R.A.S.* **110**, 491.

СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ И ТЕОРИЯ ДИНАМО

Попова Е.П., Соколов Д.Д.

Московский государственный университет, физический факультет

SOLAR CYCLE BASED ON OBSERVATIONS AND DYNAMO THEORY

Popova H.P., Sokoloff D.D.

Department of Physics, Moscow State University.

The butterfly diagrams of large-scale magnetic field are markedly different from the butterfly diagrams, constructed from sunspots. Corresponded to waves propagating from middle latitudes to the equator characteristic sloping structures is not visible. Visible on the diagram signal clearly contains the contribution of several variations, including 22-year cycle dominance. However, after the allocation of this contribution by methods of wavelet analysis chess structure is visible in the diagram, instead of propagating waves. We have shown that the appearance of chess structure in butterfly diagrams of large-scale magnetic field can be inscribed in the presentation of the dynamo theory.

Одиннадцатилетний цикл солнечной активности связывают с распространением динамо волн, механизм генерации которых осуществляется за счет работы динамо. Простейшая модель динамо была предложена Паркером в [1]. Такая схема основана на предположении о совместном действии альфа-эффекта и дифференциального вращения. Распространение волн активности от средних широт к экватору видно по широтно-временному распределению солнечных пятен. Образование пятен связано с распространением волны крупномасштабного квазистационарного магнитного поля (динамо-волны) в конвективной зоне Солнца. Такое явление иллюстрируется баттерфляй-диаграммами для солнечных пятен. В тоже время механизм динамо включает действие не только тороидального магнитного поля, но и полоидального.

Поскольку поверхностное магнитное поле Солнца очень перемежаемо, сложно понять, как баттерфляй-диаграмма для полоидального магнитного поля выглядит на самом деле. В качестве трассера полоидального магнитного поля, однако, можно использовать крупномасштабное поверхностное магнитное поле [2]. В рамках таких представлений неожиданным фактом оказывается то, что баттерфляй-диаграммы крупномасштабного магнитного поля заметно отличаются от баттерфляй-диаграмм, построенных по солнечным пятнам. Вместо распространяющихся волн видна своеобразная шахматная структура. В каждом из солнечных полушарий на диаграммах видны два ряда пятен. Один из них находится вблизи экватора, а другой виден в средних широтах. Эти пятна меняют полярность от цикла к

циклу. В одном ряду пятна сдвинуты на четверть периода относительно пятен другого ряда так, что под максимумом модуля поля в одном ряду находится минимум модуля другого ряда и наоборот.

В данной работе мы исследовали поведение полоидальной компоненты магнитного поля на основе схемы Паркера с меридиональной циркуляцией, уравнения для которой имеют 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 изменяется 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. Т.к. магнитное поле Солнца имеет дипольную симметрию, мы ей и ограничиваемся.

Численный анализ данной модели показал, что при больших динамо числах шахматная структура на широтно-временной диаграмме для полоидальной компоненты магнитного поля не видна. Однако при уменьшении динамо числа и увеличении интенсивности меридиональной циркуляции шахматная структура начинает проявляться. Когда динамо число становится близко к пороговому (примерно -200), при отсутствии меридиональной циркуляции она едва заметна, а при интенсивной меридиональной циркуляции она становится ярко выраженной.

На основании полученных результатов можно предположить, что меридиональная циркуляция, направленная против распространения динамоволны, затушевывает картину распространения и выпячивает шахматную структуру.

Мы показали, что появление шахматной структуры в баттерфляй-диаграммах поверхностного крупномасштабного магнитного поля можно вписать в представления теории динамо. Для этого можно рассмотреть простейшую модель солнечного динамо Паркера недалеко от порога возбуждения и предположить, что доступные наблюдения имеют пороговую природу, так что вклад очень слабых полей теряется в шуме. Если мы до-

пустим существование умеренной меридиональной циркуляции, направленной против распространения волны активности, то она не только помогает удлинить цикл, но и делает шахматную структуру гораздо более заметной.

Работа поддержана проектами РФФИ 09-02-01010, 10-02-00960, 09-05-00076.

Литература

1. *E.N. Parker* (1955) *Astrophys. J.*, 122, 293.
2. *V.N. Obridko, D.D. Sokoloff, K.M. Kuzanyan, B.D. Shelting, V.G. Zakharov* (2006), *MNRAS*, 365, 827.



Участники XIV Пулковской конференции по физике Солнца. 6 октября 2010 года.

ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ВОЛОКНА НА СОЛНЦЕ

Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Орешина А.В.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва

INTERACTING FILAMENTS ON THE SUN

Porfir'eva G. A., Yakunina G. V., Oreshina A. V.

State Astronomical institute by P.K. Sternberg, Moscow

On the basis of observations in $H\alpha$, EUV, X-ray, radio waves and white-light on the ground and aboard TRACE, SOHO, ACE and Yohkoh data on filament interaction on the Sun have been collected. The closely located filaments can link by their ends, merge by parts of their bodies or reconnect and change dramatically their shapes. The filament interactions are associated with flares, filament eruptions and coronal mass ejections (CMEs). Observational and theoretical aspects are considered.

Крупномасштабные структурные образования на Солнце, такие как волокна или петли, расположенные близко друг к другу, могут взаимодействовать друг с другом. Эти случаи наблюдаются не часто. Представлен краткий обзор процессов взаимодействия волокон, зафиксированных в 23 цикле солнечной активности. Возникновение и протекание подобных процессов зависит от структуры магнитного поля (МП) волокон и окружающей короны, всплытия магнитных потоков, шировых движений в фотосфере. Как показывают модельные расчеты, два волокна могут слиться, если обладают одинаковым направлением закрученности магнитных силовых линий [1, 2], что подтверждается и наблюдениями.

В [3, 4] на основе наблюдений 3-6 XI 1998 г. ($H\alpha$ BBSO, Hida Japan, MDI SOHO) проанализировано взаимодействие двух волокон и их эрупция 5 XI в распадающейся АО (S 28). Накануне 4 XI в течение многих часов (вплоть до 23 UT) в левом волокне (рис. 1 а, б) происходило медленное изменение угла между осью ножки “barb” и осью волокна от острого до тупого и обратно. Это вызвало, по-видимому, дестабилизацию волокна, т. к. все волокно было левосторонним, а часть его, связанная с “barb”, оказалась правосторонней. В результате в 16 UT начался подъем левого волокна, сближение волокон со скоростью 10 м/с, и наблюдались $H\alpha$ -уярчения в площадках, где происходило магнитное пересоединение вдоль нейтральной линии (рис. 1). Из южной площадки, где началось слияние волокон, последовательно (в 16:18 и 21:42 UT 4 ноября) были выброшены два джета со скоростями 61 и 76 км/с соответственно.

На следующий день 5 XI (рис. 1 в) сначала (01:33 UT) произошел выброс левого волокна, а потом (после перетекания вещества из левого волокна в правое) выброс правого волокна (02:28 UT). Спустя некоторое

время правое волокно приняло U-образную форму. Схематическое изображение процесса взаимодействия двух волокон, магнитного пересоединения и слияния участков каналов этих волокон приведено на рис. 1 г.

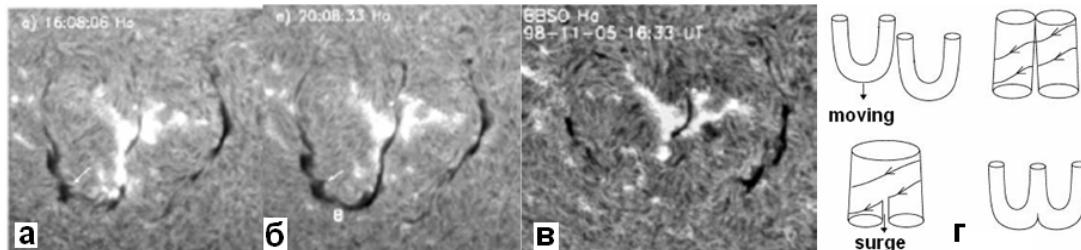


Рис. 1. а) 4 XI 1998 г. 16:08 UT [4]; б) 4 XI 20:08 UT [4]; в) 5 XI 16:33 UT после выброса волокон; г) схема процесса слияния [3, 4].

В [5, 6] рассмотрен случай взаимодействия 2-х левосторонних волокон, наблюдавшийся 25 VI 2005 г. в NOAA 10780 (S 08, W 30). В результате дестабилизации произошел частичный выброс их массы и слияние выброшенных волокон. Расположенное выше сильное магнитное поле в виде замкнутых петель, хорошо прослеживаемых в EUV на TRACE, препятствовало отрыву выброшенных волокон от Солнца. После достижения высоты ~ 180000 км наблюдался возврат вещества. Процесс взаимодействия волокон и их выбросы сопровождалась двухленточной вспышкой C1.3 (03:30 – 04:30 UT) и радиоизлучением в 17 GHz (NoRH Japan).

В [7] рассмотрено слияние сегментов волокна в сложном комплексе активности (AR 8329 и AR 8326 N 14). Используются наблюдения 8-11 XI 1998 г. в H α , EUV, белом свете и магнитограммы (BBSO, MSDP VTT Tenerife, MDI SOHO, TRACE). Правосторонние сегменты слились и образовали одно длинное волокно. Соединение левостороннего волокна с расположенным рядом правосторонним не произошло. Образование протяженного волокна было связано с гашением небольших биполярных магнитных областей в канале волокна и сопровождалось субвспышками в EUV и рентгене (C1.8 11 XI) и скоростями подъема до -15 км/с.

В [8] исследованы две AFS-системы 10 XI 1998 г. в NOAA 8331 и прослежено образование волокна путем слияния отдельных удлиненных волокон. Использовались пятичасовые наблюдения в H α (SVST La Palma), EUV (TRACE), рентгене (Yohkoh), и магнитограммы (HSOS Пекин). AFS-системы имели широчайший характер, скорость движения пятен составляла $0,36$ км/с. Процесс слияния волокон сопровождался усилением интенсивности в вышележащих EUV и рентгеновских петлях.

В ноябре 2003 г. NOAA 10484 показала высокую вспыхивающую активность, по-видимому, связанную с быстрым вращением хвостового пятна вокруг головного против часовой стрелки [9]. Тип вращения в АО относился к вспыхивающе-продуктивным. В следующем обороте, как и в предыдущем, в NOAA 10501 наблюдалось всплытие и гашение магнитных пото-

ков, вращение пятен, что приводило к нестабильности. В ноябре в ней произошло 17 вспышек класса М. Так, 18 X 2003 г. (N 03, E 08) были зарегистрированы 3 вспышки (C3.8/SF, M3.2/2N, M3.9/2N), выбросы волокон и два CMEs со скоростями ~ 1223 км/с и ~ 1660 км/с, вызвавшими самую сильную в 23 цикле солнечной активности геомагнитную бурю, зафиксированную на КА ACE 20 XI. В этот день в АО (N 00, E 05) имелось протяженное волокно округлой формы, окружающее основное пятно и состоящее из нескольких сегментов. Эти сегменты, как и сама АО, имели в основном отрицательную спиральность. Однако участок большого волокна в южной части имел положительную спиральность, что видно из направления ножек волокна и сравнения расчетов на основе модели бессилового МП с наблюдениями в EUV [10]. Анализ данных показал, что вспышки были связаны с выбросами сегментов большого волокна.

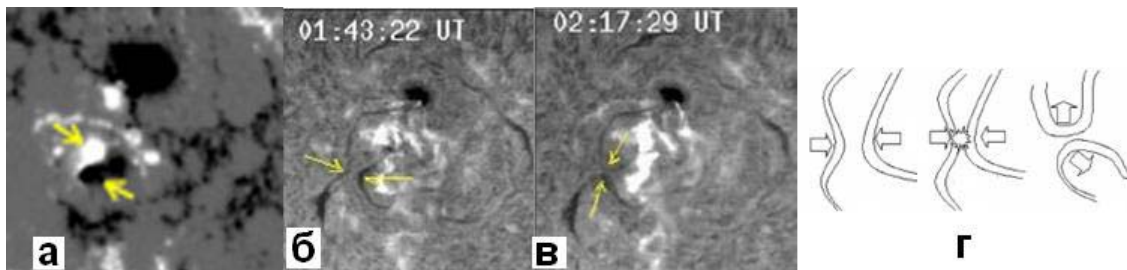


Рис. 2. а) 20 XI МП, б) 1:43 UT – сближение волокон; в) 2:08 UT – пересоединение волокон; г) схема процесса пересоединения двух волокон (согласно рис. 3 и 4 [10]).

Через день 20 ноября в АО существовала сложная система протяженных волокон. Часть из них располагалась внутри АО, а другие окружали центральный остров N-полярности (рис. 2 б [11]). Движение пятен и накопление энергии приводило к вспышкам и CMEs. Наиболее развитыми были два волокна, вытянутые в направлении север-юг. Правое волокно было связано с небольшими пятнами разной полярности (рис 2 а). В [10] исследованы две вспышки M1.4/1N (1:27–2:05 UT) и M9.6/2B (7:30–7:45 UT), произошедшие 20 ноября в результате пересоединения этих волокон и сопровождавшиеся частичными выбросами волокон, двумя CMEs (скорость первого CME ~ 364 км/с на ~ 15 Rs, а второго ~ 670 км/с вблизи орбиты Земли) и радиовсплесками III-типа. Использовались наблюдения в H α (солнечный телескоп института ARIES Nainital India), в белом свете и EUV (LASCO и EIT SOHO), данные о рентгене (GOES), радионаблюдения (обсерватория Learmoth Австралия) и магнитограммы (MDI SOHO).

Первая вспышка началась с пересоединения этих двух волокон после их сближения. Место сближения и пересоединения указано стрелками. На рис. 2 г приведено схематическое изображение процесса. Волокна сблизились своими средними частями, образовалась типичная X-точка. В результате пересоединения произошел разрыв волокон и образование волокна U-образной формы и волокна, имеющего форму перевернутой буквы U.

Форма волокон свидетельствует о сильной скрученности магнитных силовых линий. Повторно вспышка и процесс пересоединения между вновь образовавшимися волокнами начался в 7:41 UT. Вспышка класса M1.4/1N имела импульсный характер.

Заключение

Конфигурация и напряженность магнитного поля короны, окружающего канал волокна, оказывает сильное влияние на судьбу выброшенного волокна. Если вышележащее МП достаточно сильное, а энергия выброшенного волокна не велика, то по достижении некоторой высоты вещество начнет высыпаться вниз в виде дождя. Волокно, сжатое магнитным полем короны, все же может быть выброшено на достаточно далекое расстояние от своего канала.

Судьба волокна зависит также от того, произошло ли пересоединение над каналом волокна, внутри или под ним. Роль дестабилизирующего фактора часто играют шировые движения в фотосфере Солнца, вызывающие усиление степени скрученности магнитных силовых линий в волокне и кинк-эффект. Происходящие выбросы вещества, вспышки, перестройка структуры МП не всегда ведут к полной релаксации и через некоторое время наблюдаются повторные активные процессы. Мощность вспышек и СМЕс, связанных с взаимодействующими волокнами, по-видимому, сильно зависит от протяженности волокон и шировой структуры МП.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-0201033.

Литература

1. DeVore C.R., Antiochos S.K., Aulanier G., *Ap. J.*, 2005, **629**, 1122.
2. Aulanier G., DeVore C.R., Antiochos S. K., *Ap. J.*, 2006, **646**, 1349.
3. Su J. et al., *Solar Phys.*, 2007, **242**, 53.
4. Su et al., *Ap. J.*, 2005, **630**, L101.
5. Liu et al., *Proc. IAU Symposium*, No **264**, 2010, 99.
6. Liu et al., *Ap.J.*, 2009, **696**, L70.
7. Schmieder B. et al., *Sol. Phys.*, 2004, **223**.
8. Deng Y.Y. et al., *Sol. Phys.*, 2000, **195**, 347.
9. Yan et al., *MNRAS*, 2008, **391**.
10. Chandra R. et al., *Sol. Phys.*, 2010, **261**, 127.
11. Kumar P., Manoharan P. K., Uddin W. *Ap. J.*, 2010, **710**, 1195.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ТЕПЛОВОЙ И НЕТЕПЛОВОЙ КОМПОНЕНТ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

Пузыня В.М.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}

¹ФГНУ НИРФИ, Нижний Новгород

²ГАО РАН, Санкт-Петербург

RELATIONSHIP BETWEEN THERMAL AND NONTHERMAL COM- PONENTS OF MICROWAVE EMISSION FROM A FLARING LOOP

Puzynya V.M.¹, Melnikov V.F.^{1,2}

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg

The aim of this work is to study the relationship between impulsive (non-thermal) and gradual (thermal) components of the microwave radiation in a flaring loop observed on 2 June 2007 with Nobeyama Radioheliograph. In this paper we show that a non-thermal process during the impulsive emission in one of the two footpoints led to the heating of chromospheric plasma and propagation of hot plasma from both footpoints to the top of the flaring loop.

Целью данной работы является изучение связи между тепловой и нетепловой компонентами микроволнового излучения одиночной вспышечной петли в событии 2 июня 2007 г. по наблюдениям с высоким пространственным разрешением на Радиогелиографе Нобеяма (NoRH).

Временной профиль исследованного вспышечного радиоизлучения состоит из плавной компоненты и наложенного на нее короткого импульса. Интенсивности излучения плавной и импульсной компонент близки по величине, а их максимумы разнесены во времени. Это позволило изучить их пространственное и временное развитие и сделать вывод о физической природе плавной компоненты.

Результаты анализа данных наблюдений

Радиогелиограф Нобеяма позволяет получать изображения солнечных вспышек на двух частотах, 17 и 34 ГГц, с высоким угловым разрешением (10" и 5", соответственно). Анализ изображений показал, что в момент максимума короткого всплеска на 17 ГГц максимум яркости находится в основании 1 (северная область), а на 34 ГГц – в основании 2 (южная область) (см. рис. 1, а, б). В момент же максимума плавного, протяженного всплеска, максимум яркости находится в основании 2 как на 17, так и на 34 ГГц (рис. 1, в, г).

Дополнительно был проведен сравнительный анализ временных профилей плотности потока для каждой выделенной области петли – основания 1 (север), вершины, основания 2 (юг). На рис. 2 а показаны временные

профили излучения из основания 1 на 17 и 34 ГГц. Отчетливо видна большая задержка максимума излучения на 34 ГГц. На этой частоте короткий всплеск на 17 ГГц проявляется лишь небольшим перегибом на временном профиле. На рис. 2 б показан временной профиль параметра, характеризующего наклон частотного спектра между 17 и 34 ГГц (спектральный индекс). Отметим его высокие отрицательные значения в момент максимума импульсного всплеска и близкие к нулю значения в момент максимума плавного всплеска.

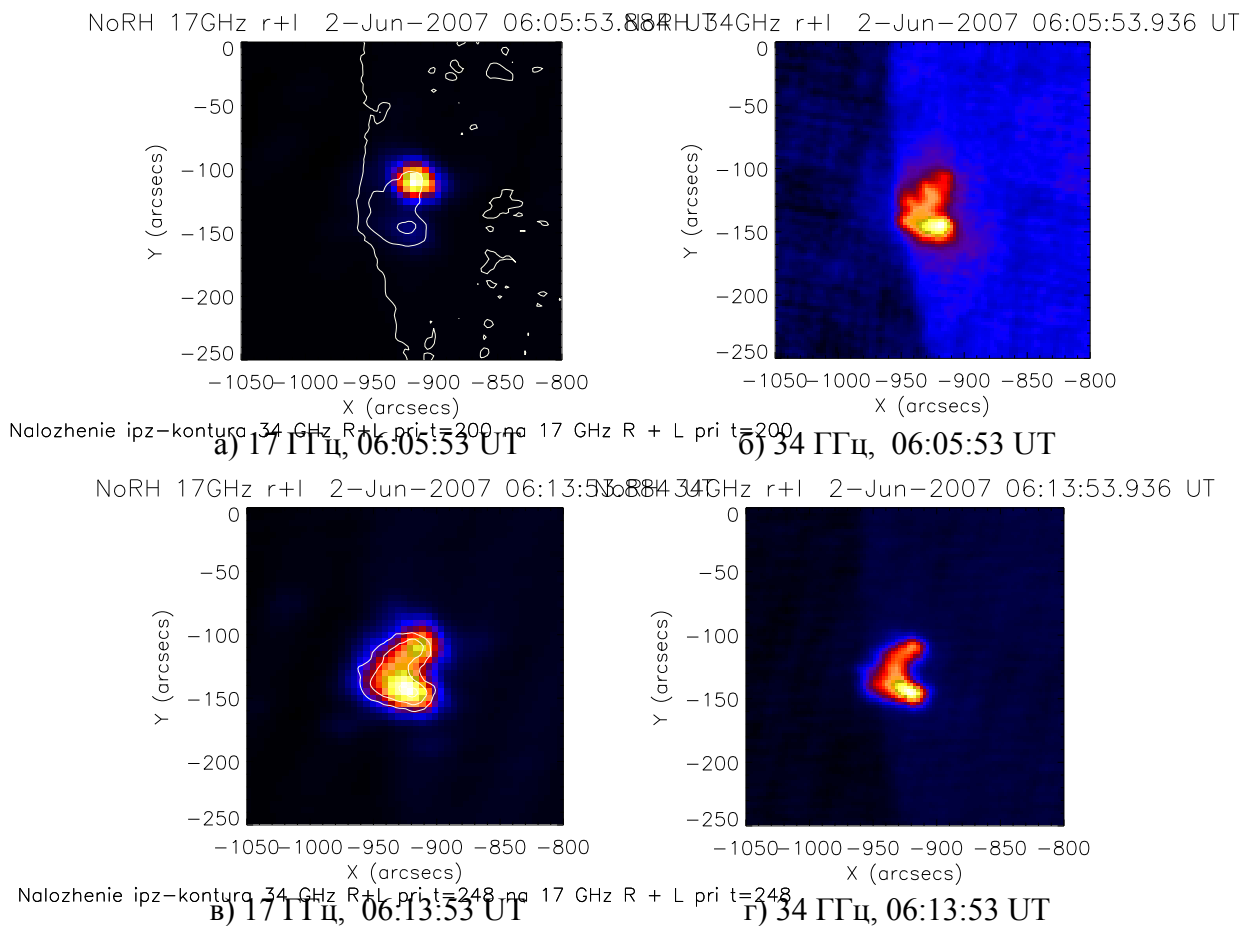


Рис. 1. Изображения вспышечной петли в моменты максимумов импульсной и плавной компонент радиовсплеска. Белыми линиями на левых панелях показаны контуры изображений на 34 ГГц, приведенные на правых панелях.

В основании 2 на временных профилях на обеих частотах видна только плавная компонента, причем без задержки между профилями на 17 и 34 ГГц. Короткий всплеск, видимый на 17 ГГц в основании 1, проявился лишь небольшим перегибом на обеих частотах. Спектральный индекс положительный и изменяется в пределах 0.3–0.8. Для вершины петли задержки между профилями плотности потока на 17 и 34 ГГц также не обнаружено. Величина спектрального индекса изменяется на фазе роста плотности потока излучения от 1.5 до -0.2, а на фазе спада – от -0.2 до 0.7.

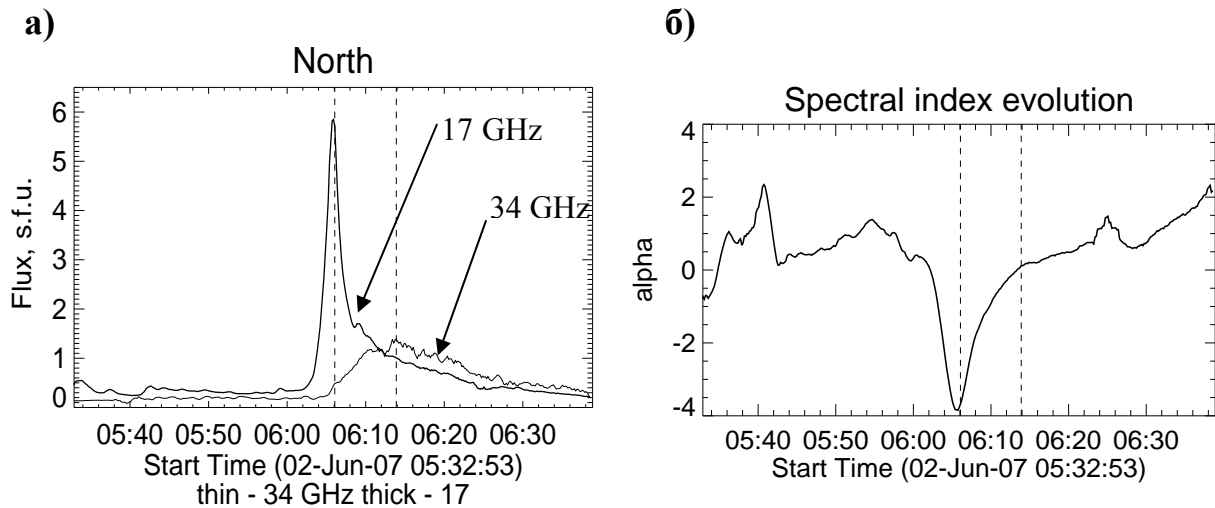


Рис. 2. а) Временные профили плотности потока излучения для основания 1, б) Временной профиль спектрального индекса для основания 1.

Интересные закономерности получены при сравнении временных профилей излучения из пар областей «основание 1 – вершина», «основание 2 – вершина», «основание 1 – основание 2» (см. рис. 3). Прежде всего, отметим наличие значительной задержки начала плавного всплеска излучения из вершины петли относительно начала плавного всплеска из оснований 1 и 2. Эта задержка составляет приблизительно $\Delta t = 70\text{--}80$ с. Всплеск в обоих основаниях начинается практически одновременно.

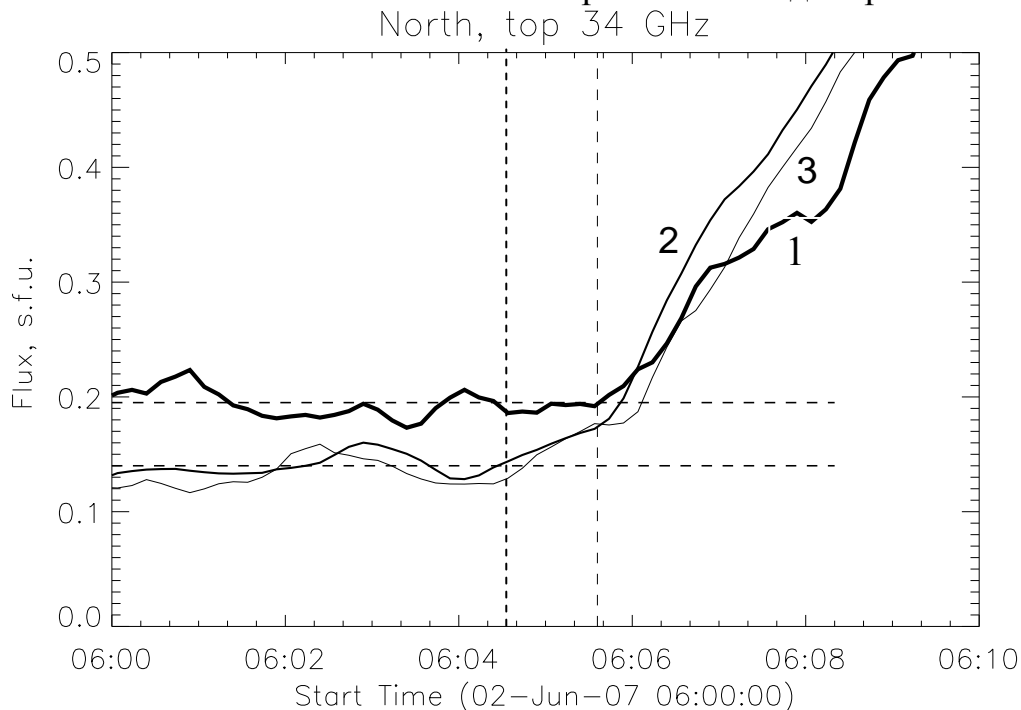


Рис. 3. Начало всплеска на 34 ГГц для: 1) вершины (толстая линия), 2) северного основания и 3) южного основания (тонкие линии). Вертикальными штриховыми линиями показан интервал задержки начала плавного всплеска в вершине относительно его начала в основаниях петли.

Обсуждение

По нашему мнению, характер временных профилей, а также высокие отрицательные значения спектрального индекса в момент максимума импульсного всплеска и его близкие к нулю значения в момент максимума плавного всплеска (рис. 2 б) указывают на нетепловую (гиротронную) природу первого всплеска и тепловую (тормозную) природу второго всплесков.

Из сравнения временных профилей друг с другом следует, что вспышечный процесс начался в основании 1 (северная область): об этом свидетельствует более раннее начало всплеска на частоте 17 ГГц. Позднее и практически одновременно началась фаза роста интенсивности на 34 ГГц в основании 1 и в основании 2 (17 и 34 ГГц). А затем с задержкой в 70–80 с начался рост интенсивности излучения в вершине. Наиболее вероятное объяснение синхронного начала плавного всплеска в обоих основаниях и задержки в вершине петли состоит в следующем. Процесс начался с ускорения и инжекции нетепловых электронов в петлю в области основания 1 с большим магнитным полем. Часть их высыпалась в хромосферу через это же основание. Другая часть, распространяясь вдоль силовых линий магнитного поля за время меньше 1 с, попала в южную область с меньшей величиной магнитного поля и, соответственно, с большим конусом потерь. Вследствие их высыпания и меньшего магнитного поля в южном радиосточнике, существенного увеличения потока на 17 и 34 ГГц в этом радиосточнике не наблюдается. Высыпающиеся электроны в северной и южной областях разогрели плазму, которая, расширяясь, заполняет всю петлю, поднимаясь к вершине синхронно из обоих оснований.

Если принять, что вершина петли лежит в центре полуокружности, соединяющей два основания, то расстояние от оснований до вершины вдоль оси петли ($L/2$) оказывается порядка 16 тыс. км. Для измеренной величины задержки $\Delta t = 70\text{--}80$ с, получаем скорость заполнения петли испарившейся плазмой: $V = (L/2)/\Delta t = 180\text{--}230$ км/с. Предположив, что эта скорость соответствует тепловой скорости водородной плазмы

$$V_T = \sqrt{\frac{kT}{m_p}},$$

получаем необходимую для этого кинетическую температуру плазмы, расширяющейся и заполняющей собой вспышечную петлю: $T \sim 5 \times 10^6$ К.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-02-92228, 09-02-00624-а, а также Государственной программы «Кадры» № 02.740.11.0246, № P683/20.05.2010.

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
ПОСРЕДСТВОМ ИССЛЕДОВАНИЯ РЯДА
СРЕДНЕМЕСЯЧНЫХ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА,
ИСПОЛЬЗУЯ НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕГРЕССИОННЫЙ
ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ**

Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-Mail: alxp@bk.ru, pga.crlab@pop.ioffe.rssi.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, St.-Petersburg, Russia
E-Mail: alxp@bk.ru, pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru

Results of Wolf sunspot numbers prediction by the method of the nonlinear frequency-time regression analysis are reported. Four mathematical models for extrapolation of Wolf sunspot numbers are considered.

В данной работе, являющейся логическим продолжением [1], были продолжены поиски наиболее адекватных моделей волновых пакетов для описания пятнообразования на Солнце. На их основе делались прогнозы солнечной активности (СА), а также оценивалось правдоподобие таких прогнозов. В качестве регрессионной модели было взято неортогональное разложение исходного ряда Вольфа $W(t)$ 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 (предложенные ранее в [1]) и новые модели №3 и №4 (см. формулы (2), (3) и (4), (5) соответственно):

$$\left\{ \begin{array}{l} M_i(t) = \exp(-R_i^2(t)) \cdot (S_i \sin(\omega_i t) + C_i \cos(\omega_i t)), \\ t \in [-\infty; +\infty]; \quad p = \frac{(t - v_i)}{\Delta_i}; \quad R_i(t) = p \left(1 + \frac{k_i p}{\sqrt{1 + p^2}} \right); \quad \omega_i = \frac{2\pi}{T_i} \end{array} \right\} \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_i(t) = \exp(-R_i^2(t)) \cdot (S_i \sin(\omega_i t) + C_i \cos(\omega_i t)), \\ t \in [-\infty; +\infty]; \quad p = \frac{(t - v_i)}{\Delta_i}; \quad R_i(t) = p \left(1 + \frac{k_i p}{\sqrt{1 + p^2}} \right); \quad \omega_i = \frac{2\pi}{T_i} \left(1 + \frac{A_i R_i}{\sqrt{1 + R_i^2}} + \frac{B_i R_i}{1 + R_i^2} \right) \end{array} \right\} \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_i(t) = \exp(-R_i^2(t)) \cdot [(US_i + SS_i \sin(\Omega_i t) + SC_i \cos(\Omega_i t)) \cdot \text{Sin}(\omega_i t) + \\ \quad (UC_i + CS_i \sin(\Omega_i t) + CC_i \cos(\Omega_i t)) \cdot \text{Cos}(\omega_i t)], \\ t \in]-\infty; +\infty[; \quad p = \frac{(t - v_i)}{\Delta_i}; \quad R_i(t) = p(1 + \frac{k_i p}{\sqrt{1 + p^2}}); \quad \omega_i \succ \Omega_i \end{array} \right\} \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_i(t) = \exp(-R_i^2(t)) \cdot [U_{0i} + U_{1i} R_i(t) + (S_{0i} + S_{1i} R_i(t)) \cdot \text{Sin}(\omega_i t) + \\ \quad (C_{0i} + C_{1i} R_i(t)) \cdot \text{Cos}(\omega_i t)], \\ t \in]-\infty; +\infty[; \quad p = \frac{(t - v_i)}{\Delta_i}; \quad R_i(t) = p(1 + \frac{k_i p}{\sqrt{1 + p^2}}); \quad \omega_i = \omega_{0i} (1 + \frac{a_i p}{\sqrt{1 + p^2}} + \frac{b_i p}{1 + p^2}) \end{array} \right\} \quad (5)$$

В качестве данных в ходе расчетов использовался как исходный, так и знакопеременный ряд $K(t)$ (6), модифицированный из исходного помесечного ряда Вольфа по методу, изложенному Г.В. Куклиным [3]. Знак перед квадратным корнем определяется чётностью номера цикла солнечной активности:

$$K(t) = \pm \sqrt{W(t)} \quad (6)$$

Подобное преобразование позволяло резко (в разы) уменьшить время, необходимое для расчётов по нелинейной минимизации, используемой в данной работе для нахождения параметров разложения.

Для всех моделей в ходе работы производились расчёты как с исходным, так и с модифицированным рядом Вольфа. Качество восстановления искусственно изъятых данных при использовании модифицированного ряда оказалось намного выше для всех моделей. Именно эти результаты и будут далее анализироваться.

На рисунках показаны результаты применения моделей 1–4 для предсказания СА, где в качестве входных данных использовался ряд $K(t)$. Точками на рисунке показан график исходного ряда Вольфа $W(t)$ (1749–2008 гг.). Сплошной линией показан график, полученный посредством использования различных моделей для прогноза пропущенных данных 2009–2010 гг. с разным для различных моделей количеством волновых пакетов.

Жирной горизонтальной линией над графиками показано время, где исходные данные были изъяты и показаны исключительно для сравнения с предсказанием метода прогноза.

Анализ рисунков №1 и №2 свидетельствует о том, что модели 1 и 2, разработанные авторами в 2009 году, не справились с прогнозом пропущенных данных 2009–2010 гг. даже на качественном уровне. Обе эти модели для этого периода времени прогнозируют практически нулевую активность пятнообразования.

На рисунках 3 и 4 показаны попытки прогноза для моделей №3 и №4. Обе эти модели показали совпадение прогноза с пропущенными данными на качественном уровне, в то же время оценка прогноза для модели №3 оказалась для этого периода времени точнее, несмотря на меньшее количество используемых в ней волновых пакетов.

В то же время эксперименты с этими моделями для пропущенных данных за последние 50 лет показали, что их прогноз качественно соответствует реальным изъятым данным не далее, чем на 1,0 цикл СА для модели №3 и на 1,5 цикла СА для модели №4, что значительно хуже, чем было у моделей №1 и №2.

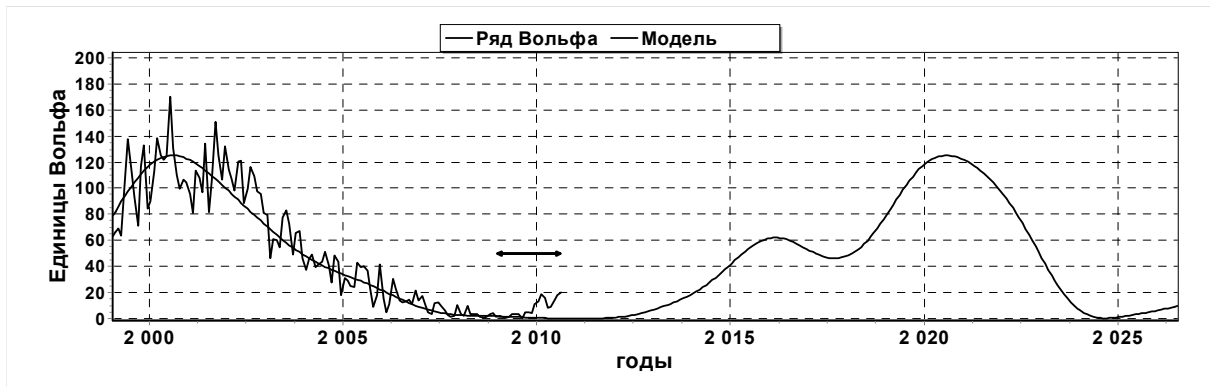


Рис. 1. Модель №1. Волновых пакетов 50. Параметров на пакет 6.

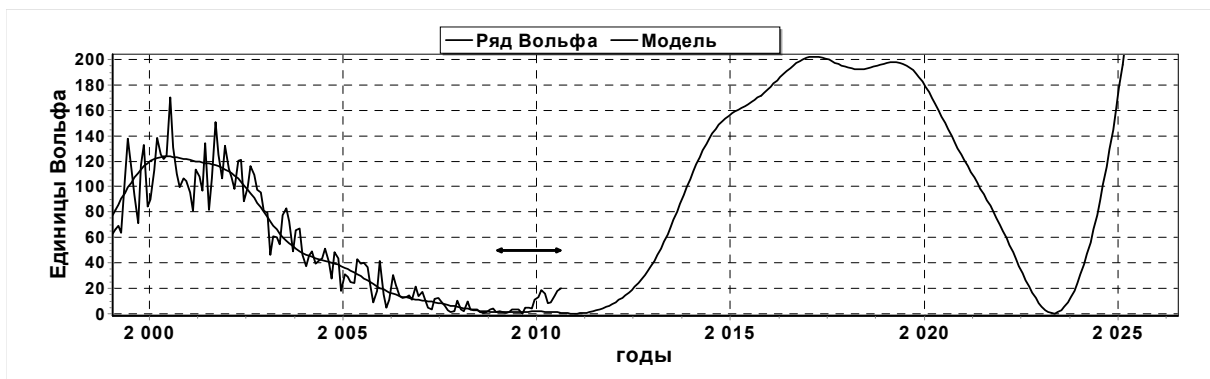


Рис. 2. Модель №2. Волновых пакетов 30. Параметров на пакет 9.

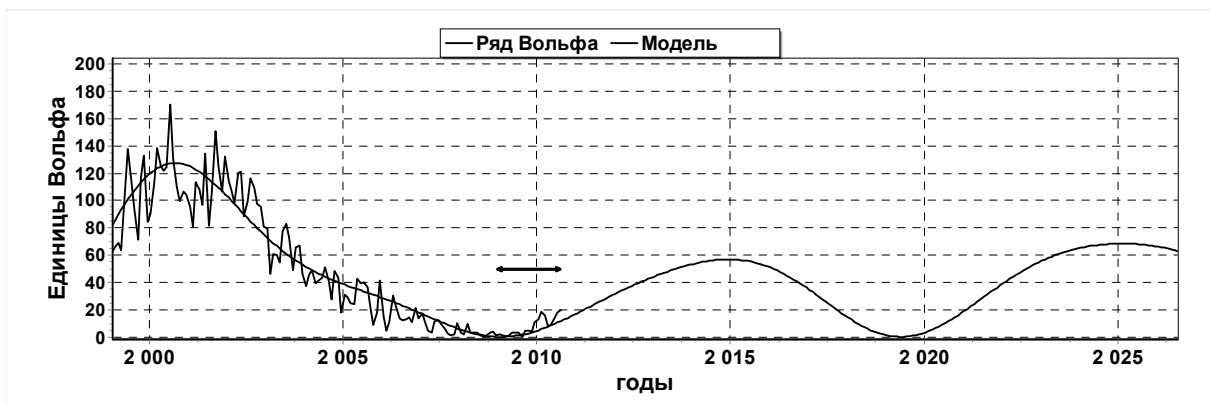


Рис. 3. Модель №3. Волновых пакетов 30. Параметров на пакет 11.

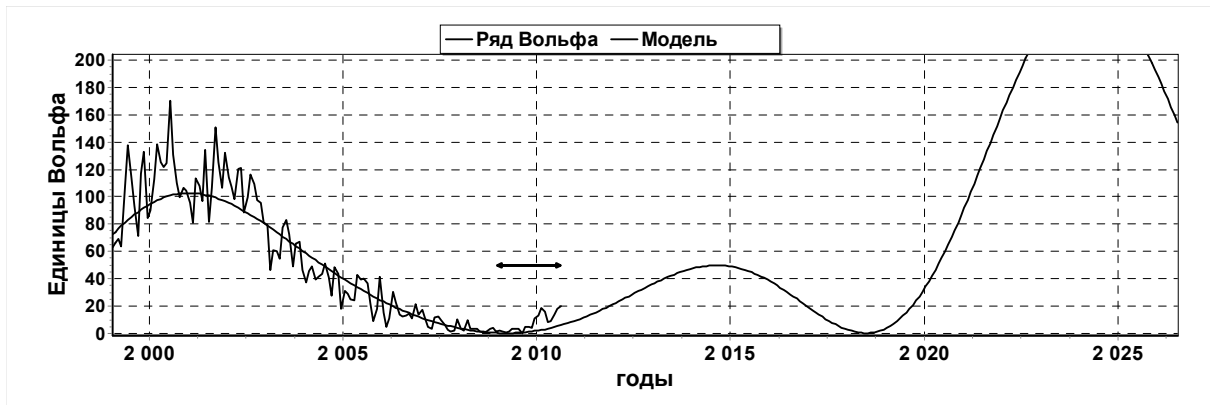


Рис. 4. Модель №4. Волновых пакетов 40. Параметров на пакет 12.

Выводы

1. Все используемые в работе модели позволяет прогнозировать СА исключительно на качественном уровне как при использовании исходного, так и модифицированного ряда Вольфа.

2. Модели №1 и №2 показали свою несостоятельность для предсказания СА на 2009-2010 года.

3. Модели №3 и №4, усложнённые по сравнению с моделями №1 и №2, позволяет получать более корректные прогнозы на 2009-2010 годы, но не могут быть использованы для прогнозов далее, чем на 1,0-1,5 цикла СА.

4. Полученные результаты моделей №3 и №4 позволяют оценить наступление следующего максимума СА в 2014-2016 годах с осреднённым значением в 40-70 единиц Вольфа и следующего за ним минимума в 2017-2020 годах.

5. Использование знакопеременного ряда $K(t)$ оказалось полезно как для уменьшения времени расчётов, так и для улучшения качества прогноза.

Литература

1. А.Г. Пятигорский, Г.А. Пятигорский // Прогнозирование солнечной активности посредством исследования ряда чисел Вольфа месячного разрешения, используя нелинейный регрессионный частотно-временной анализ. В трудах конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2009» ГАО РАН. Санкт Петербург, 2009, 367-370.
2. Интернет-сайт <http://sidc.oma.be/index.php3>
3. Г.В. Куклин // Методика преобразования помесячного ряда чисел Вольфа в модифицированный знакопеременный ряд. 1998. Частное сообщение.

АДАПТАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ СЕРДЦА ЧЕЛОВЕКА ПОД ВЛИЯНИЕМ КОСМОГЕОФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ

Рагульская М.В.¹, Вишневецкий В.В.², Сычев А.С.², Обридко В.Н.¹

¹*Институт земного магнетизма и распространения радиоволн РАН, г. Троицк*

²*Институт проблем математических машин и систем НАН Украины,
г. Киев, Украина*

ADAPTATION TECHNOLOGY OF THE HUMAN HEART BY SPACE WEATHER INFLUENCE

Ragulskaya M.V.¹, Vishnevsky V.V.², Sychev A.S.², Obridko V.N.¹

¹*Institute of terrestrial physics and radio wave propagation RAN, Troitsk, Russia*

²*IPMMS NANU, Kiev, Ukraine*

*The “HelioMed” Project launched in 2003 to investigate the impact of solar activity and weather conditions on dynamic parameters of human ECG measured at different geographic latitudes, currently has the database of more than 50 000 measurements that have been simultaneously taken in Kiev, Moscow, Yakutsk, Simferopol, and Saratov. The **constant** members of monitored groups were exposed to **fourfold ECG registration and analysis in phase space** under different loads, as well as arterial pressure registration. We have recorded the tendency to sustain the stability of individual reaction program that becomes apparent while examining the dynamics of states complex over all four measurements under different loads. Analyzing the collected data base let us find out that in most cases during magnetic disturbance, the inversion of the traditional to human organism program can be observed. Thus the automatic determination of human heart reaction to significant ambient disturbances mathematically could be reduced to determination of “wrong” deviations from individual program, i.e. artifacts detecting. Increase in number of artifacts among different geophysical groups of patients is considered to be a group effect. Introduced method has showed good results at automation problems solving and analyzing of huge volumes of monitoring experiments data. The obvious advantage of the method in empirical research is its possibility to work with small amount of data; it is insensitive to irregularities of data acquisition; in automatic mode it reveals over 80% of group effects associated with abrupt changes of geophysical factors.*

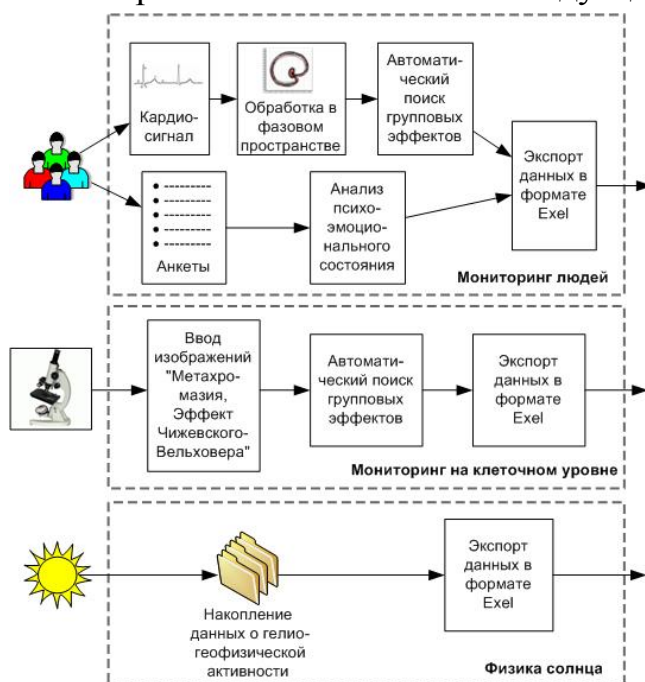
Введение

Историческое развитие физики солнечно-земных связей определяется либо появлением принципиально новой научной парадигмы, либо появлением принципиально новых технологических методов исследования. На каждом этапе формировалось свое понимание технологий адаптации организма человека к факторам окружающей среды, напрямую зависящее от физических основ и математических методов обработки экспериментальных данных. Повышение объективности и углубление понимания происходящих в биосистемах процессов (а также увеличение соотношения сиг-

нал/шум) в биомедицинских экспериментах по изучению влияния космической погоды на биообъекты возможно путем введения дополнительных системных координат. А именно: временной (проведение длительного мониторинга на группе обследуемых постоянного состава) и пространственной (создание распределенной по поверхности земного шара телекоммуникационной сети съема первоначальной информации) [1].

Методика исследований мониторинга «Гелиомед»

На сегодняшний день авторам известно о единственном реально работающем подобном масштабном мониторинге – совместном российско-украинском телекоммуникационного разноширотном проекте «Гелиомед». Мониторинг начинался в 2003 году одновременно в Москве и Киеве как



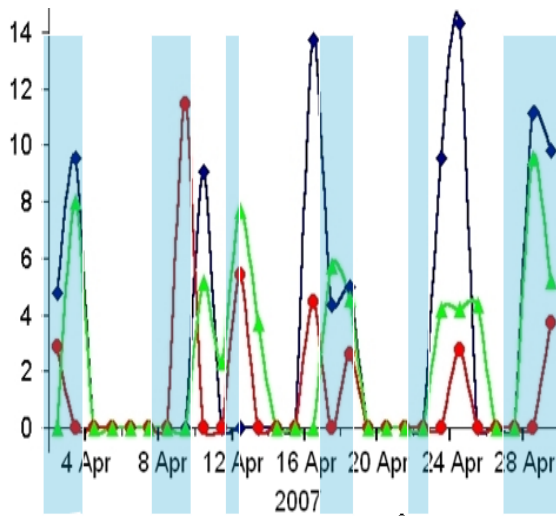
проект по изучению влияния солнечной активности и погодных факторов на динамические особенности ЭКГ человека на различных географических широтах. В мониторинговых группах **постоянных** обследуемых проводилась **ежедневная 4-х кратная регистрация и анализ ЭКГ в фазовом пространстве** в состояниях покоя после стандартизованного психотеста, пробы Руфье и после 10 мин отдыха от нагрузки; а также регистрация артериального давления в перечисленных состояниях. Полученные

данные сопоставлялись с динамикой космогеофизических и погодных факторов. Подробное описание методики сбора и обработки данных, а также первичные результаты мониторинга за 2003–2007 гг. приведены в [1, 2]. В настоящее время к одновременным измерениям в Москве и Киеву примкнули города Якутск, Симферополь и Саратов. Общая схема проекта разрослась до представленной на **Рисунке 1** совокупности блоков медицинских, психологических, молекулярных, космогеофизических и климатических баз данных. В базе данных присутствует более 50 000 измерений ЭКГ. Встает вопрос о поиске новых математических методик обработки такого крупного массива данных и способах автоматизации процесса обработки.

Поиск одновременных групповых эффектов по различным городам

В качестве изучаемого параметра брались усредненные по локальной исследовательской группе градиенты ежедневных значений одного из па-

раметров ЭКГ. Дальнейшее статистическое сравнение наблюдаемых коллективных отклонений с параметрами внешней среды показало наличие одновременных (в пределах суток) выбросов усредненных физиологических параметров во всех городах-



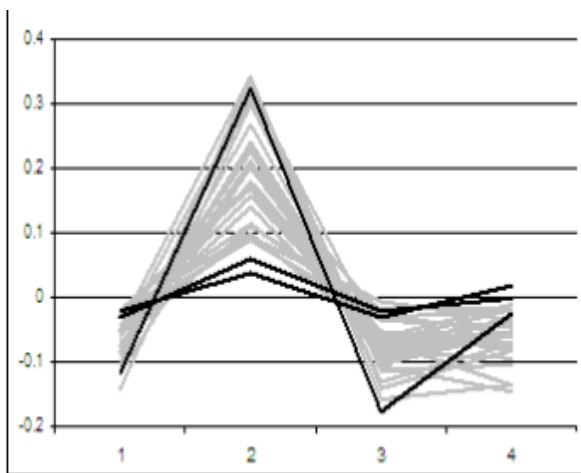
участниках мониторинга при резких вариациях космогеофизических факторов [3]. На Рис 2. представлено число нетипичных циклов по гг. Москва (красная линия), Киев (зеленая), Якутск (синяя); голубыми столбцами отмечены даты магнитовозмущенных дней.

Коллективная реакция регистрируется за 2–3 суток до массовых обращений населения в пункты скорой помощи и отделения реанимации

по поводу обострения сердечно-сосудистых заболеваний. Наблюдаемый эффект отражает общепопуляционную адаптационную технологию подстройки биологических ритмов под космогеофизические возмущения, а также технологию подстройки ритмов индивидуумов друг под друга.

Индивидуальные технологии поддержания стабильности работы сердца

Нами была зафиксирована тенденция поддержания стабильности индивидуальной программы реагирования, проявляющаяся при рассмотрении динамики совокупности состояний во всех 4-х измерениях под различными видами нагрузки. Ее анализ потребовал разработки еще одного специального математического подхода. Если рассматривать ежедневную совокупность всех 4-х измерений под разными видами нагрузки для конкретного обследуемого, то для большинства членов группы можно заметить стабильность соотношений ам-



плитуд всех 4-х сигналов.

Т.е. **существует выраженная индивидуальная траектория реагирования организма на стационарную нагрузку, по-видимому, связанная с индивидуальными особенностями поддержания гомеостаза.** Разумеется, у различных обследуемых закономерность реагирования будет разной. Анализ собранной базы данных позволил за-

метить, что в большинстве случаев во время магнитовозмущенных дней

наблюдается инверсия этой традиционной для организма программы. Таким образом, автоматизированный поиск реакции сердца человека на резкие возмущения окружающей среды математически можно свести к поиску «неправильных» отклонений от индивидуальной программы, т.е. к поиску артефактов. Увеличение количества артефактов для разных географических групп пациентов, рассматривается, как групповой эффект.

Для анализа формы сигнала мы использовали стандартную функцию корреляции между двумя векторами. Если форма текущей траектории сигнала имеет не большое количество траекторий, похожих на нее, то данная траектории является артефактом.

$$\left(\sum_{j=1, j \neq i}^N (R(V_i, V_j) > B)\right) \leq (K * N) \Rightarrow V_i = \text{артефакт},$$

где N – общее количество дней, для которых имеются данные для выбранного пациента. V_i – i -тая траектория, $R(V_i, V_j)$ – функция корреляции. B – порог схожести – если значение функции корреляции между двумя траекториями превышает данный порог, то считается, что они имеют близкую форму. K – порог группы – если тестируемый вектор имеет число векторов, на которое он похож меньше заданного порога, то считается, что заданная траектория является артефактом. Из эксперимента оптимальные значения параметров равны $B = 0.8$ и $K = 0.1$.

Предложенный метод хорошо зарекомендовал себя при решении задач автоматизации и анализа большого объема данных мониторинговых экспериментов. Безусловным преимуществом данного метода при проведении практических исследований является то, что он может работать на малых объемах данных, не чувствителен к перебоям при сборе данных и в автоматическом режиме выявляет более 80% групповых эффектов, связанных с резкими вариациями геофизических факторов.

Авторы выражают глубокую благодарность всем участникам проекта «Гелиомед» и лично С.Н. Самсонову.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-90471-Укр_ф_а.

Литература

1. В.В. Вишневецкий, М.В. Рагульская, С.Н. Самсонов. Телекоммуникационные технологии в выявлении закономерностей функционирования живых систем. // Технологии живых систем, 2007, №4, с. 61–66.
2. В.В. Пипин, М.В. Рагульская. Динамика фазовых состояний ЭКГ человека в свете разноширотного телекоммуникационного мониторинга «Гелиомед» по изучению биотропного воздействия космогеофизических факторов. // Вестник новых медицинских технологий, 2009, т.16, №1, с.123–125.
3. М.В. Ragulskaya, V.N. Obridko, V.V. Pipin, V.V. Vishnevskiy, S.N. Samsonov. Influence of space weather on human organism at different geo-latitudes: telecommunication helio-medical monitoring “Geliomed” 2003–2010. // COSPAR-2010, ab. F44-0008-10.

РОЛЬ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В КЛИМАТИЧЕСКОМ ОТКЛИКЕ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Распопов О.М.¹, Дергачев В.А.²

¹*Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Санкт-Петербург, Россия,
oleg@or6074.spb.edu*

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

ROLE OF ATMOSPHERIC CIRCULATION IN CLIMATE RESPONSE TO LONG-TERM SOLAR ACTIVITY VARIATIONS

Raspopov O.M.¹, Dergachev V.A.²

¹*SPbF IZMIRAN, St. Petersburg, Russia*

Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia

Analysis of the processes in the lower atmosphere that occur during enhancement and weakening in cosmic ray fluxes has revealed changes in the atmospheric circulation. This response of the atmosphere to external forcing indicates that in the case of long-term factors associated with solar activity analysis should include consideration of the response of the entire atmosphere-ocean system, including internal processes in this system. Simulation and experimental data have shown that atmospheric circulation gives rise to a regional response to solar activity variations.

Введение

При анализе климатического воздействия солнечной активности (СА) обычно основное внимание уделяется температурному отклику. Экспериментальные факты, а именно, анализ процессов в нижней атмосфере во время усиления или ослабления потоков космических лучей (КЛ) свидетельствует об изменении характера атмосферной циркуляции [1]. На рис. 1 приведено по данным [1] движение барического фронта в нижней атмосфере во время солнечных протонных событий и Форбуш-понижения КЛ. Как видно из рисунков, в первом случае наблюдается усиление зональной циркуляции в восточном направлении, а во втором – в западном и усиление меридиональной циркуляции.

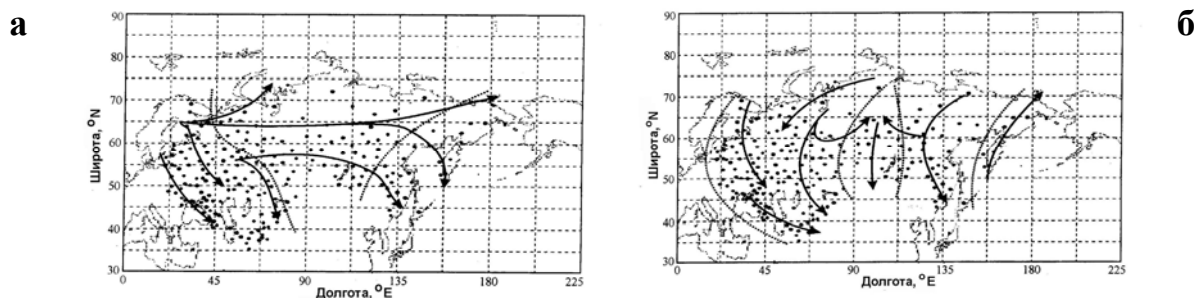


Рис. 1. Движение барического фронта во время солнечного протонного события (а) и Форбуш понижения космических лучей (б).

Подобная реакция атмосферы на внешнее воздействие указывает, что при долговременном характере воздействующих факторов, связанных с СА, необходимо учитывать реакцию всей системы атмосфера-океан на это воздействие с учетом внутренних процессов, протекающих в системе.

Целью настоящей работы является рассмотрение примеров отклика атмосферной циркуляции на долговременные вариации СА, а именно, на 11-, 22–23-, 80–90-, ~200- и 2300–2400-летние солнечные цикличности. В качестве данных об атмосферной циркуляции рассматривались: индексы атмосферной циркуляции (например, индекс полярной циркуляции), перемещение барических образований, вариации направления и силы ветров, вариации содержания аэрозолей во льдах, вариации интенсивности атмосферных осадков, связанных с муссонами и циклонической деятельностью, годовые вариации толщины озерных и океанических осадков, включая ленточные глины и т.д.

Отклик атмосферной циркуляции на 11-летнюю солнечную цикличность (Schwabe цикл)

На рис. 2 приведены вариации содержания аэрозоля Na^+ во льду Гренландии за последнее тысячелетие [2]. Эти вариации обусловлены изменчивостью атмосферной циркуляции. На рисунке приведены и результаты спектрального анализа вариаций содержания аэрозолей, в котором выделяются ~11- и 62-летняя периодичности.

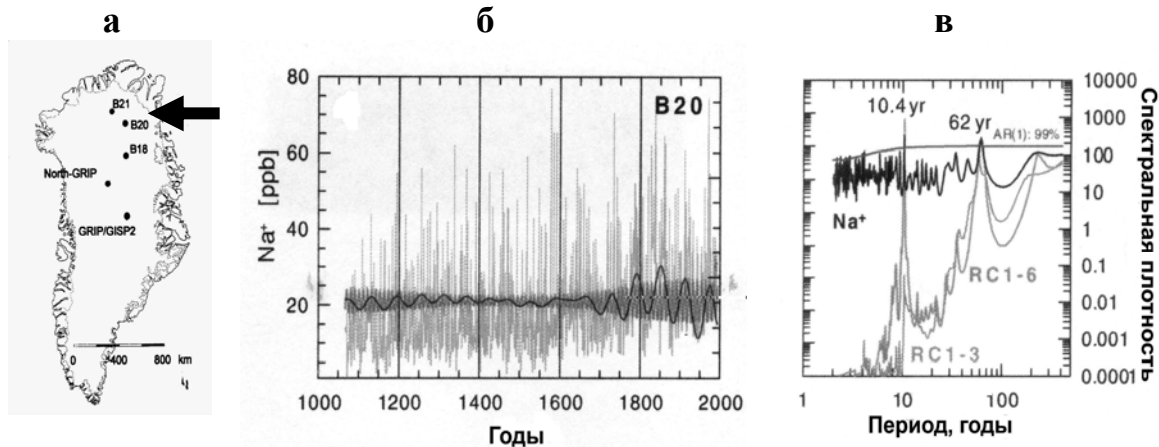


Рис. 2. а – местоположение скважины в Гренландии (B20); б – график вариаций содержания аэрозолей во льду за последние 1000 лет; в – результаты спектрального анализа вариаций концентрации аэрозолей.

На рис. 3 показаны на примере о. Титикака в Южной Америке вариации годовых значений толщины донных осадков во временном интервале 6160–6300 лет назад и вариации уровня озера в современную эпоху [3]. Приведены и результаты спектрального анализа вариаций донных осадков (рис. 3в) и уровня озера (рис. 3г). В обоих случаях выявляются вариации с периодичностью 10–12 лет, т.е. периодичностью солнечного цикла Schwabe.

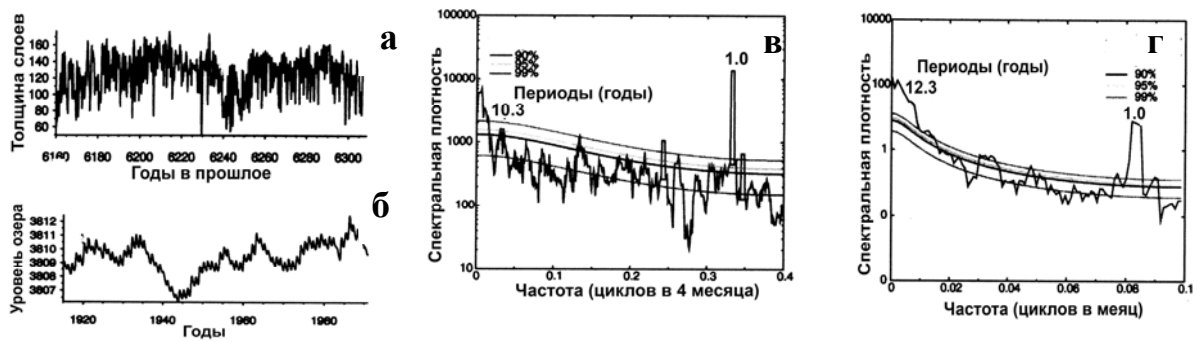


Рис. 3. а – вариации годичных толщин донных осадков и б – вариации уровня озера Титикака; в и г – результаты спектрального анализа названных данных.

Отклик атмосферной циркуляции на 22-23-летнюю солнечную цикличность (Hale цикл)

В работе [4] приведены данные о динамике языка ледника Shirase в Антарктиде, а также интенсивности южного ветра и глубины снежного покрова в районе ледника за 1956–2004 гг. Эти данные приведены на рис. 4. Нами эти данные дополнены графиком изменения 22–23-летней вариации ГКЛ, построенным по методике, изложенной в [5]. Как видно из рисунка, изменение интенсивности южного ветра, направленного перпендикулярно побережью Антарктиды, также как и перемещение языка ледника и вариации снежного покрова, имеют квазидвадцатилетнюю периодичность, соответствующую периодичности СА.

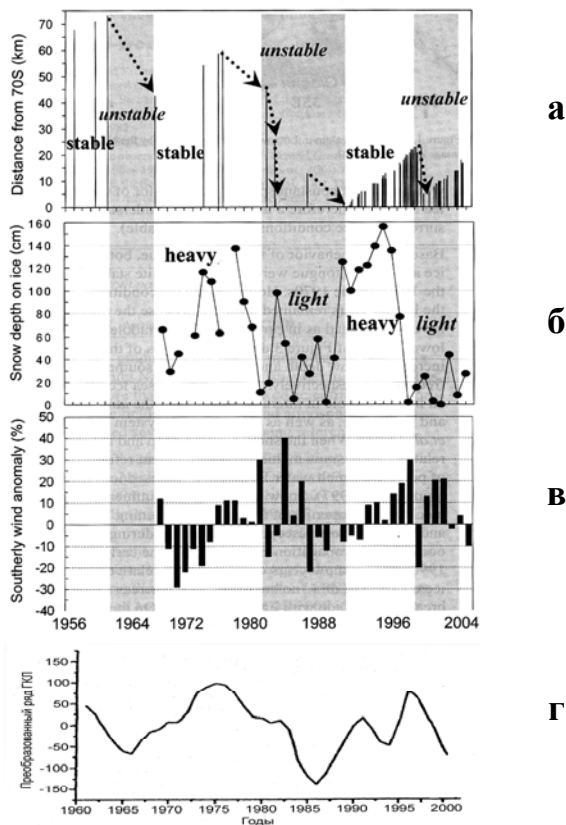


Рис. 4. Вариации языка ледника (а), глубины снежного покрова (б) и интенсивности южных ветров в Антарктике (в) и 22–23-летняя вариация ГКЛ (г).

На рис. 5 приведены вариации индекса площади засух в США, которые связаны с особенностями атмосферной циркуляции над этой территорией [6]. На рисунке приводится также спектр вариаций индекса засух. Из приведенных графиков следует четкая 22–23-летняя периодичность засух, которую авторы [6] связывают с воздействием СА.

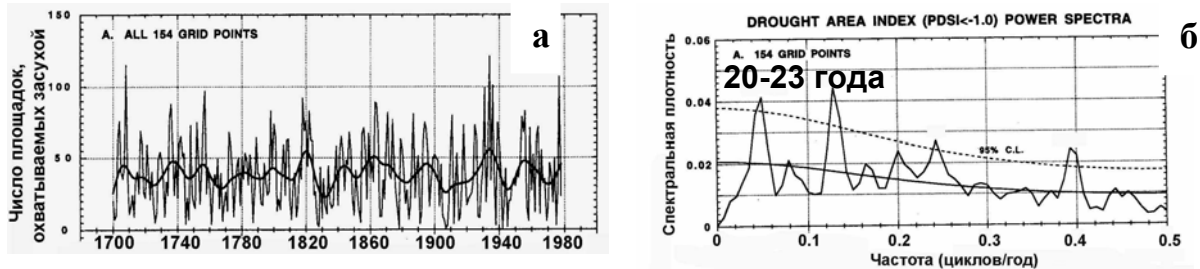


Рис. 5. Вариации Индекса засух в США (а) и спектры повторяемости засух (б).

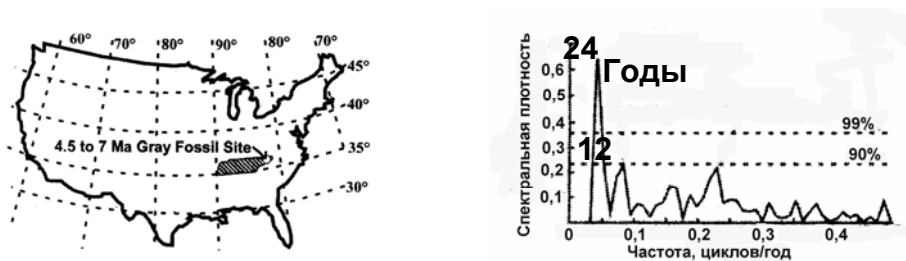


Рис. 6. Местоположение района сбора палеоглин и их частотный спектр.

На рис. 6 приведены результаты спектрального анализа вариаций толщин годовых отложений в ленточных глинах из восточного района США [7]. Возраст этих ленточных глин 5–7 млн. лет. В спектре четко прослеживается 24 и 12-летние периодичности. Таким образом, и миллионы лет тому назад атмосферная циркуляция испытывала воздействие 11- и 22–23-летних солнечных циклов.

Отклик атмосферной циркуляции на вековую вариацию солнечной активности (Gleissberg цикл)

На рис. 7 приведены данные о вариациях толщины годового прироста сталагмита из пещеры в Омане за последние 800 лет, а также результаты спектрального анализа этих данных [8].

В спектре выделяется периодичность в 80–100 лет, что позволяет коррелировать полученный результат с воздействием вековой цикличности СА на климатические параметры. Вариабельность годового прироста сталагмита связана, естественно, с интенсивностью осадков, которые в рассматриваемом районе Аравийского полуострова обусловлены воздействием муссонов.

На рис. 8 приведены результаты вейлет анализа (базис Морле) вариаций толщин ленточных глин в палеозере в Южной части Альп [9]. Воз-

раст глин порядка 400000 лет. Как видно из результатов анализа, в спектре годовых толщин глин наблюдаются периодичности в 89, 22 и 11 лет, которые коррелируют с соответствующими периодичностями СА.

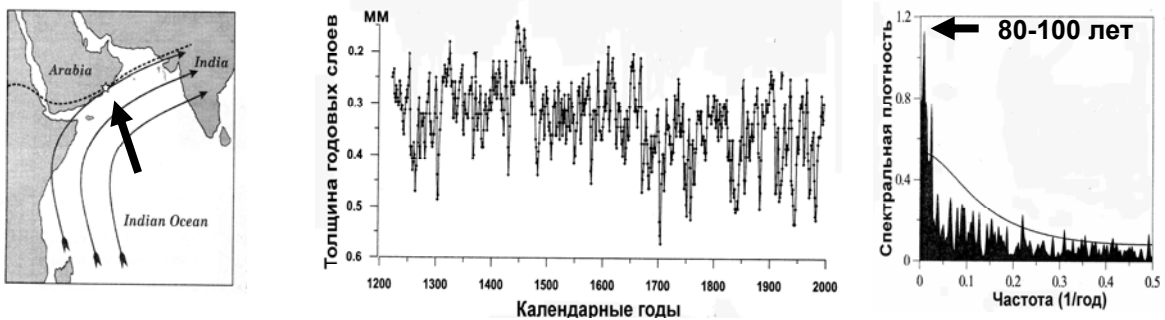


Рис. 7. Слева – местоположение пещеры в Омане, в центре – вариации годовых толщин сталагмита, справа – частотный спектр вариаций.

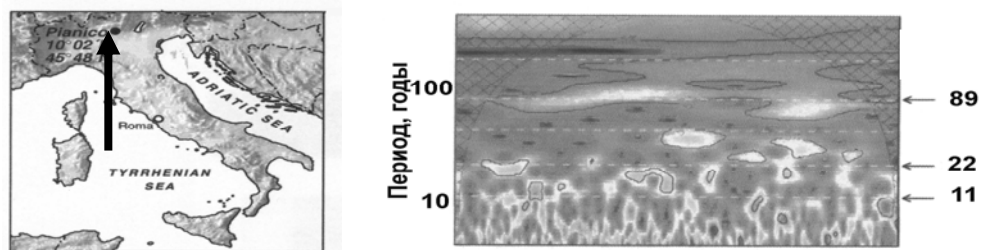


Рис. 8. Местоположение палеозера в Альпах (слева) и результаты вейвлет анализа озерных осадков (справа).

Отклик атмосферной циркуляции на квазидвухсотлетнюю солнечную цикличность (deVries цикл)

На рис. 9 приведены результаты вейвлет анализа (базис Морле) вариаций содержания натриевых и калиевых аэрозолей во льду Гренландии за последние 1400 лет [10], а также вариаций интенсивности осадков в Тибете за последние 1500 лет [11]. Вариации аэрозолей во льду связаны с зональной атмосферной циркуляцией в Северной Атлантике. При этом появление калийных аэрозолей означает их континентальное, а натриевых – морское происхождение. Вариации осадков на Тибете обусловлены особенностями развития муссонов в этом районе земного шара.

Как видно из рисунка, в вариациях как аэрозолей, так и осадков прослеживается ~200-летние вариации. При этом в 1200-1400-летнем временном интервале в Северной Атлантике произошло изменение направления атмосферной циркуляции с восточного на западное. Отмеченные двухсотлетние вариации авторы [10, 11] связывают с воздействием deVries солнечного цикла.

На рис. 10 приведена кривая вариаций толщин годовых слоев ленточных глин, возраст которых около 250 млн. лет [12], а также результаты вейвлет анализа кривой [13]. Результаты вейвлет анализа свидетельствуют о квазидвухсотлетней вариации в атмосферной циркуляции, что, кстати,

видно и визуально на приведенной кривой толщин ленточных глин. Таким образом, и миллионы лет тому назад ~200-летняя солнечная периодичность оказывала серьезное воздействие на атмосферную циркуляцию, несмотря на изменившуюся конфигурацию континентов в тот временной интервал.

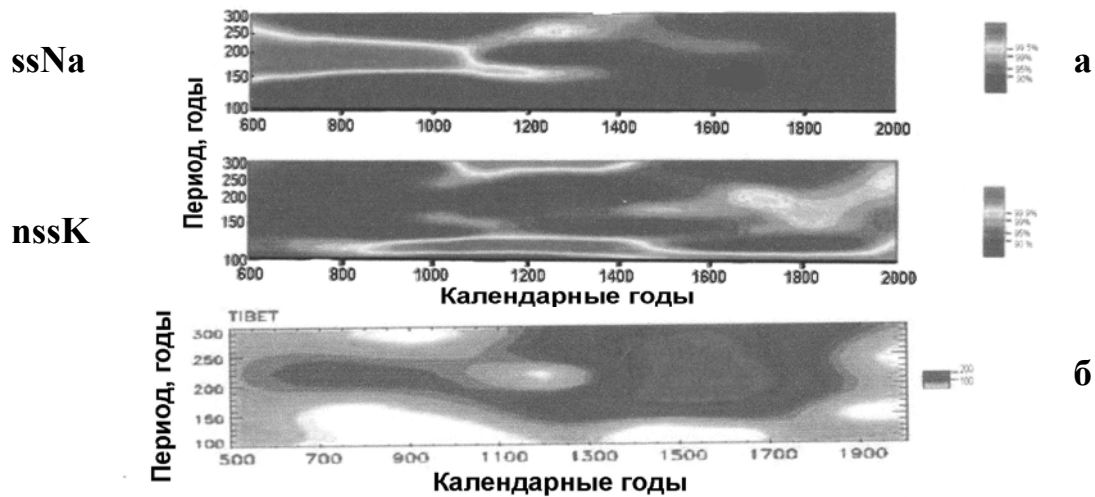


Рис. 9. а – Вейвлет анализ вариаций содержания морских (ssNa) и континентальных (nssK) аэрозолей во льду Гренландии; **б** – вейвлет анализ вариаций интенсивности осадков в Тибете.

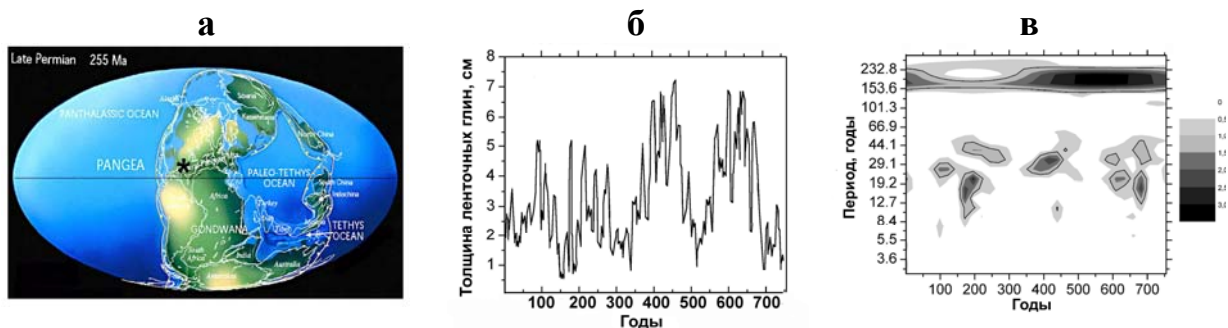


Рис. 10. а – конфигурация континентов около 250 млн. лет назад (звездочкой обозначено место отбора ленточных глин); **б** – вариации толщины годовых слоев ленточных глин; **в** – результаты вейвлет анализа (базис Морле) кривой вариаций толщин глин.

Отклик атмосферной циркуляции на 2300–2400-летнюю солнечную цикличность (Hallstattzeit цикл)

На рис. 11 приведены кривые вариации концентрации калийных и натриевых аэрозолей во льду Гренландии за последние 10000 лет [14], дающие информацию об атмосферной циркуляции в Северной Атлантике. На рисунке также нанесен график изменения концентрации ^{14}C , характеризующий изменение СА. Кривая $\Delta^{14}\text{C}$ отфильтрована в диапазоне периодов 2200–2500 лет. Как в кривых концентрации аэрозолей, так и в кривой $\Delta^{14}\text{C}$ прослеживаются периодичности в 2300–2400 лет.

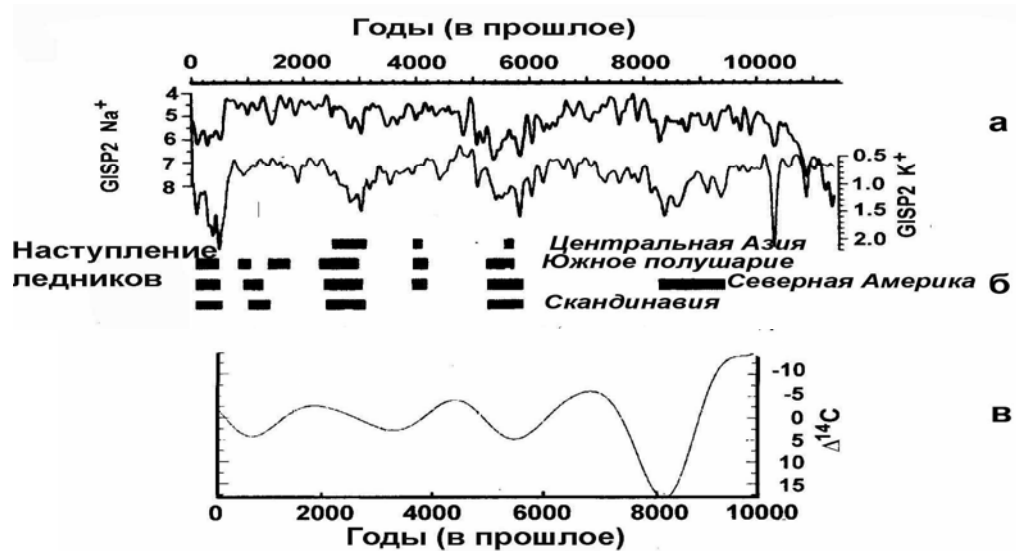


Рис. 11. а – вариации содержания натриевых (верхняя кривая) и калийных (нижняя кривая) аэрозолей во льдах Гренландии; б – временная наступления ледников в различных районах земного шара; в – вариации солнечной активности в диапазоне периодов 2200–2500 лет.

Результаты моделирования температурного отклика атмосферы на долговременные вариации солнечной активности

В работе [15] промоделирован отклик в приземных температурах воздействие на систему атмосфера-океан вековых и декадных вариаций солнечной инсоляции. Результаты моделирования представлены на рис. 12.

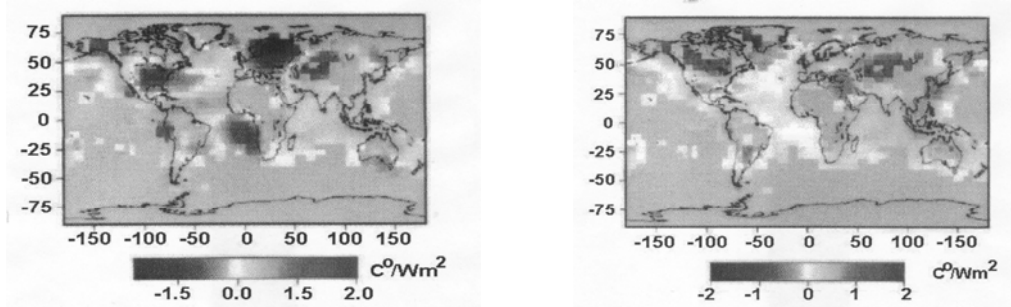


Рис. 12. Результаты моделирования температурного отклика на воздействие декадных (слева) и вековых вариаций (справа) солнечной инсоляции

Как видно из рис. 12, атмосферная циркуляция формирует региональную структуру климатического отклика на солнечное воздействие. Выше на основе экспериментальных данных было показано, что периодичность солнечного сигнала стимулирует соответствующую периодичность в циркуляции атмосферы.

Приведенные результаты моделирования показывают, что климатический отклик на солнечное воздействие не имеет пространственно однородного отклика, и это связано с формированием соответствующих циркуляционных процессов, связанных с солнечным воздействием.

Выводы

Показано, что атмосферная циркуляция является существенным элементом климатического отклика на долговременные вариации солнечной активности вне зависимости от величины их периода. Воздействие атмосферной циркуляции приводит к региональному характеру климатического отклика на циклическое воздействие солнечной активности. Это вызывает необходимость рассмотрения в целом реакции системы атмосфера-океан на глобальное воздействие солнечного сигнала.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-05-00129 и Программы Президиума РАН №16.

Литература

1. *Morozova A.L., Pudovkin M.I., Thejll P.* 2002 // *Int. J. Geom. Aeron.* 3, №2. 81–189.
2. *Fischer H., Mieding B.* 2005// *Climate Dynamics* 25. 65–74.
3. *Theissen K.M., Dunbar R.B., Rowe H.D., Mucciarone D.A.* 2008 // *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology* 257. 361–376.
4. *Ushio S.* 2008 // *Ice and Climate news.* No 11. 13–14.
5. *Барляева Т.В., Морозова А.Л., Пудовкин М.И.* 2000. В «Геофизические методы исследования земли и недр», под ред. В.Н. Страхова и В.П. Ковальской. М. 8–19.
6. *Cook, E.R., Meko, D.M. Stockton, C.W.* 1997 // *J. Climate* 10. 1343–1356.
7. *Shunk A.J., Driese S.G., Dunbar J.A.* 2009 // *Journal of Paleolimnology* 42. 11–24.
8. *Burns S.J., Fleitmann D., Mudelsee M., Neff U., Matter A., Mangini A.* 2002 // *Journal of Geophysical Research*, Vol. 107, No. D20 4434.
9. *Brauer A., Mangili C., Moscariello A., Witt A.* 2008 // *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology* 259. 121–135.
10. *Meeker, L.D., Mayewski, P.A.* 2002 // *The Holocene* 12 (3). 257–266.
11. *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Esper J., Kozyreva O.V., Frank D., Ogurtsov M., Kolstrom T., Shao X.* 2008// *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology* 259. 6–16.
12. *Dean, W.E.* 2000. The Sun and climate. In: USGS Fact Sheet, FS-095-00 1–5.
13. *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Ogurtsov M.G., Kolström T., Jungner H., Dmitriev P.B.* 2010 // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* doi:10.1016/j.jastp.2010.02.012
14. *Mayewski P.A., Rohling E. E., Stager J.C., Karlénd W., Maasch K.A., Meeker L.D, Meyerson E.A., Gasse F., van Kreveld S., Holmgren K., Lee-Thorp J., Rosqvist G., Rack F., Staubwasser M., Schneider R. R., Steig E.J.* 2004 // *Quaternary Research* 62. 243– 255.
15. *Waple A.M., Mann M.E., Bradley R.S.* 2002 // *Climate Dynamics* 18. 563–578.

ДЕТАЛИЗАЦИЯ СПЕКТРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ И ЕЁ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Ривин Ю.Р.

e-mail: ju_rivin@web.de; ju_rivin@online.de

DETAILED ELABORATION OF THE SPECTRUM OF THE MAGNETIC FIELD OF THE SUN AS STARS AND ITS INTERPRETATION

Rivin Yu.R.

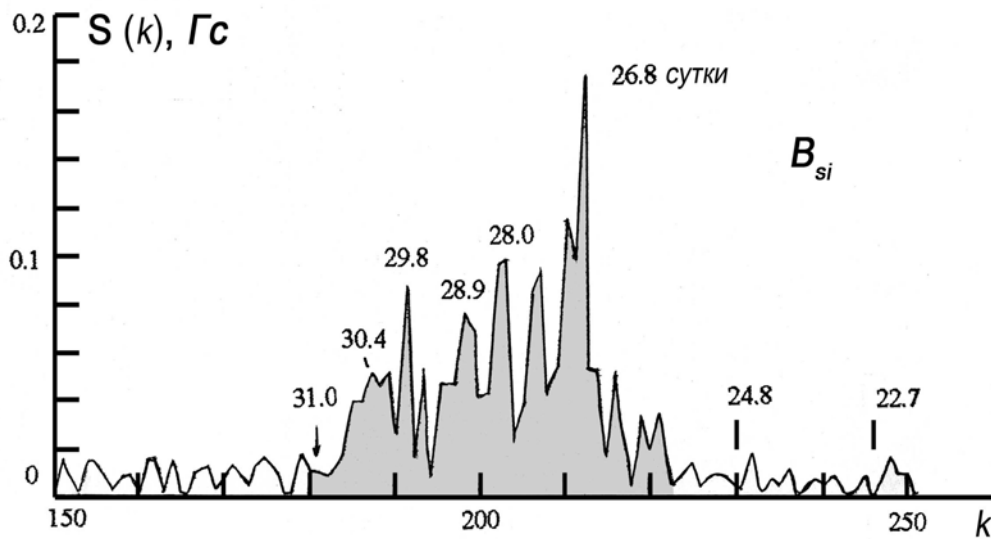
Detailed elaboration of a spectrum of a magnetic field of the Sun as stars near of the basic maximum on $T \approx 27$ days is spent. It has appeared that the detailed spectrum the $\Delta T \approx 26 - 30$ of days with a maximum on $T \approx 27$ days represents strip of the periods. After the periods of 26 and 30 days of height of spectral amplitudes decrease to zero. Such spectrum corresponds to a spectrum of speed of rotation of the Sun round own axis at different widths. On the basis of correlation of spectra of two essentially different characteristics the hypothesis about on origin of the general magnetic field of the Sun is offered.

Исследования частотного состава изменений магнитного поля Солнца как звезды (B_s) появились вскоре после начала их регистрации в КраО [1, 2]. Они показали, что основу таких изменений составляют вариации с периодом $T \approx 27$ дней. Авторами [2] выделен и ряд других гармоник, но их физическая значимость не раскрыта. В [3] произведен более детальный анализ и на его основе получены дополнительные результаты:

1) кроме основного периода $T \approx 27$ дней, спектр содержит его две последующие гармоники (~ 13 и ~ 9 дней), а также более низкочастотное изменение, которое модулирует амплитуду таких вариаций;

2) методом детектирования выделена модуляция амплитуды основных частот и проведен её анализ, в результате которого показано, что период изменения модуляции амплитуды B_s составляет ~ 10 лет, и свойства этого изменения несколько иные, чем у чисел Вольфа (W).

Последующие результаты анализа B_s в области основного максимума спектра приведены в [4], но не каждому из них была дана в то время необходимая интерпретация, что было связано с малой изученностью общего магнитного поля Солнца B . В частности это относилось к детализации спектра ~ 27 -дневной (а точнее – ~ 27 -суточной) вариации. Эта детализация приведена на фиг. 1. Согласно спектру на этой фигуре, максимум основной гармоники спектра B_s имеет сложную структуру, в которой действительно преобладает основная гармоника скорости твёрдотельного вращения Солнца вокруг собственной оси на экваторе. Остальная же часть спектра обязана скоростям такого же вращения Солнца, но на более высоких широтах.



Фиг. 1. Детализация спектра B_s в области основного максимума с шагом по гармоникам $\Delta k = 0,2$ ([4], рис. 2).

Отсюда можно сделать несколько заключений:

1. По-видимому, у основания зоны конвекции Солнца в нижней области существует квазипостоянное магнитное поле. Кроме того, от экватора к полюсу скорость вращения разных слоёв Солнца изменяется (самое быстрое твердотельное вращение на экваторе, медленнее к полюсам) [5, 6]. Отсюда следует, что общее магнитное поле Солнца B образуется за счёт неоднородности широтного вращения квазипостоянного поля. Наиболее мощная гармоника в спектре вращающегося B равна $\sim 0,2$ Гс на $T \approx 26,8$ суток, что соответствует вращению поля на экваторе. За пределами ~ 25 и ~ 30 дней спектральные амплитуды B_s практически на уровне шума.

Оценка индукции среднегодового значения квазипостоянного поля за 40 лет во второй половине прошлого века, когда оно оставалось практически неизменным (что позволило назвать его квазипостоянным), показывает $\sim 2000 \pm 70$ Гс [7].

2. Существование магнитного поля у основания конвективной зоны приводит к нелинейности нижней области по отношению к внешним воздействиям. Она становится детектором магнитного цикла, основная часть которого формируется в верхней области, и при создании модуляции амплитуды B_s образует ~ 10 -летний цикл. Поскольку этот механизм детектирования принципиально иной, чем механизм детектирования в верхней области при образовании трубок магнитных силовых линий, создающих активные области и пятна на фотосфере, то модуляционный цикл отличается от цикла W не только областью происхождения, но и некоторыми свойствами.

3. Спектр на фиг. 1 показывает, что в активности Солнца существует два вида ~ 27 -дневной вариации: 1) вариация, связанная с вращением дол-

гоживущих локальных активных образований на фотосфере, 2) модулированная по амплитуде вариация B с её двумя гармониками.

4. Наблюдения B_s выявляют в нижней области только наиболее мощную часть процесса формирования и проявления части свойств B , которая связана с его генерацией. Это поле магнитным потоком (появляющимся в результате уменьшения плотности вещества в области с магнитным полем) затем выносится из нижней области в верхнюю (подфотосферную), где образуется магнитный цикл B [8–11].

5. Основные устойчивые пространственно-временные структуры в конвективной зоне обусловлены особенностями её строения и свойствами B . Процесс пятнообразования, случайный по месту и времени, подчинён этим структурам.

Обсуждение

Предположение о существовании в конвективной зоне Солнца изначально квазипостоянного магнитного поля было высказано ранее Пиддингтоном [12], а также рядом других авторов [13–17]. Результаты анализа, приведённые в данной работе, в какой-то мере, с ним согласуются, но интерпретация последующего материала в ней содержит принципиально другую физику, основанную не на материалах механизма динамо, а на данных наблюдений общего магнитного поля Солнца.

Преобладание в спектре B_s вариации поля, которое вращается в плоскости экватора (фиг. 1), а также внедрение магнитного потока на фотосферу в районе экватора в начале магнитного цикла [11] позволяют предположить, что значительная часть квазипостоянного магнитного поля у основания конвективной зоны находится также в плоскости экватора.

Вариация геомагнитного поля с $T \approx 27$ дней давно известна специалистам. Но обычно она связывается ими с вращением активных образований на фотосфере. В [18] показано, что в геомагнитной активности вариация с таким периодом обязана не вращению активных областей, а соответствующей вариации общего магнитного поля Солнца и имеет в спектре ряд гармоник. Поэтому эти данные по изменениям магнитного поля Земли могут стать одним из наземных инструментов подробной записи ряда процессов, которые происходят вблизи основания конвективной зоны Солнца.

Анализ B_s и их спектров могут быть использованы, вероятно, также для исследования скорости вращения Солнца вокруг собственной оси.

Литература

1. Котов В.А., Северный А.Б. Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968 – 1976 гг. // Москва. МЦД – Б. 1983. 24 с.
2. Kotov V.A., Scherrer P.H., Howard R.F., and Haneychuk V.J. // *Astrophysical Journal. Supplement Series*, May 1998. 116: P. 103.
3. Ривин Ю.Р., Обридко В.Н. // *Астроном. ж.* 1992. Том 69. Вып. 5. С. 1083.

4. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнечно-земная физика. Труды VII симпозиума по солнечно-земной физике России и стран СНГ. Троицк Московской области. 1999. С.64.
5. *Kosovichev et al*// Solar Physics. 1997. V. 170. P. 43.
6. *Antonucci E., Hoeksema J.T. and Scherrer P.H.* // Astrophysical Journal, Sept. 1990. V. 360. P. 296.
7. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнечная и солнечно-земная физика 2008. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца 2008. Санкт-Петербург. Пулково. ГАО РАН. 2008. С. 337.
8. *Обридко В.Н., Ривин Ю.Р.* // Астрон. журнал. 1996. Т. 73. №5. С. 812.
9. *Ivanov E.V., Obridko V.N.* // Solar Physics. 2002. V. 206. P. 1.
10. *Rivin Yu.R.* // Solar Physics. 1999. V. 187. P. 207.
11. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнечная и солнечно-земная физика 2009. Труды. Санкт-Петербург. Пулково. ГАО РАН. 2009. С. 381.
12. *Витинский Ю.И.* Солнечная активность. Москва. Наука. ГРФМЛ. 1983. 192 с.
13. *Пудовкин М.И., Беневоленская Е.Е.* // Астрон. журнал. 1984. Т. 61. Вып. 4. С. 783.
14. *Levy, E.H.; Boyer D.W.* // Astrophys. Journal Lett. 1982. V. 254. P. L19.
15. *Boyer, D.W.; Levy, E.H.* // Astrophysical Journal, Part 1. 1984. V. 277. P. 848.
16. *Дудоров А.Е., Криводубский В.Н., Рузмайкина Т.В., Рузмайкин А.А.* // Астрон. журнал. 1989. Т. 66. Вып. 4. С. 809.
17. *Кичатинов Л.Л., Рюдигер Г.* // Письма в Астрон. журнал. 1996. Т. 22. №4. С. 312.
18. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнечная и солнечно-земная физика 2010. Труды. Санкт-Петербург. Пулково. ГАО РАН. 2010. С. 363–365.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ И ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ИХ ГЕНЕРАЦИИ

Ривин Ю.Р.

e-mail: ju_rivin@web.de; ju_rivin@online.de

CYCLIC VARIATIONS OF THE MAGNETIC FIELDS OF THE SUN ACCORDING TO SUPERVISION AND POSSIBLE MECHANISMS OF THEIR GENERATION

Rivin Yu.R.

Model of generation of a magnetic cycle of the Sun and its second harmonics in the global magnetic field and spots.

Систематические наблюдения пятен на Солнце ведутся уже более 150 лет. К началу XX века эти наблюдения позволили надёжно установить изменение на фотосфере их количества год от года, выявить в этих изменениях ~11-летний цикл. Тогда же начались наблюдения магнитных полей пятен. Они показали, что их полярность в каждой из полусфер меняется с периодом ~22 года. В дальнейшем последовали попытки связать эти два цикла (например, [1]), но и было высказано мнение, что магнитный цикл это цикл «...в основном ... качественных характеристик» [2]. Такая ситуация свидетельствовала об отсутствии удовлетворительных моделей, которые бы показали физику происхождения этих циклическостей, их связи.

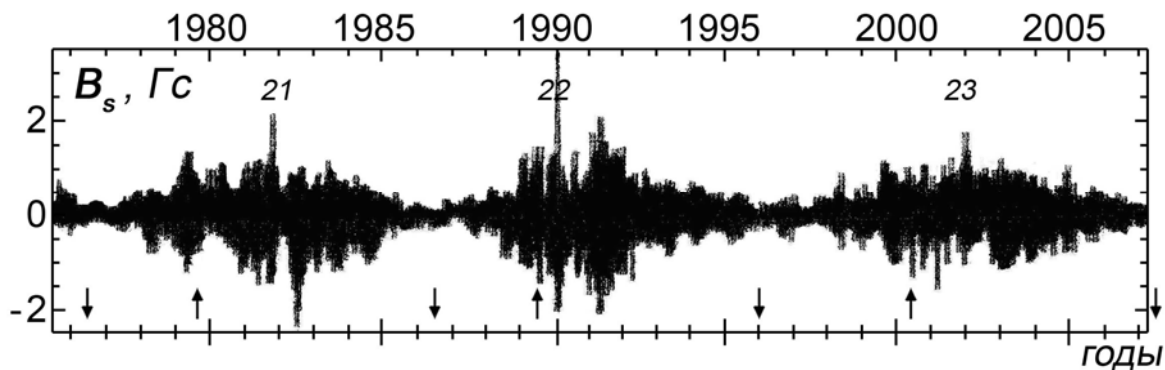
После середины 1970-х годов начались систематические наблюдения общего магнитного поля Солнца **B**. К концу прошлого и началу нашего столетий эти данные уже позволили проводить анализ ~27-дневных [3–6] и циклических [7–9] вариаций этого поля, осмыслить их свойства и роль в общей картине процессов внутри конвективной зоны.

Ниже высказаны общие соображения о модели, согласно которой основой циклических изменений всех магнитных полей Солнца служит магнитный цикл **B**. Этот цикл образуется в верхней области конвективной зоны при внедрении в неё на экваторе магнитного потока одной из полярностей из нижней области. Два ~11-летних цикла (пятен и **B**) в обеих областях конвективной зоны имеют разные свойства, поскольку они получены путём детектирования магнитного цикла разными механизмами их образования.

Общее магнитное поле Солнца

Данные наблюдений суточных значений магнитного поля Солнца как звезды **B**, (фиг. 1) и их спектров [3–6] показывают, что эти изменения про-

исходят в узкой полосе периодов $T \approx 27\text{--}30$ дней и представляют последовательность «бусинок», каждая из которых имеет продолжительность ~ 10 лет. Изменения B_s в бусинках соответствуют по продолжительности скоростям вращения Солнца вокруг собственной оси. Отсюда можно предположить, что общее магнитное поле Солнца B образуется в нижней области конвективной зоны за счёт вращения находящегося там некоего первичного магнитного поля.



Фиг. 1. Значения B_s по данным АО Уилкоккс (Стенфорд). Сверху номера циклов чисел Вольфа, стрелки у нижнего основания — эпохи максимумов и минимумов этих циклов.

После образования магнитного поля звезды оно магнитным потоком (условия формирования потока здесь не рассматриваются) переносится из нижней области конвективной зоны к верхней, где благодаря меридиональному дрейфу создаёт магнитный цикл с $T \approx 22$ года [7–9], что следует из анализа данных наблюдений магнитного поля Солнца на фотосфере вне активных областей магнитометром Бэбкока в Стенфорде. Отсюда следует, что результаты двух видов наблюдений значений магнитного поля Солнца (как звезды и магнитометром Бэбкока) на поверхности фотосферы содержат одно и то же явление — поле вне активных областей. Это поле не содержит следов пятен и активных областей, а также других локальных процессов, занимает всю поверхность, поэтому оно может быть названо общим магнитным полем Солнца. При этом наблюдения B_s дают информацию только о самой мощной его части в области генерации (нижняя область), тогда как наблюдения B на поверхности фотосферы о свойствах этого поля в верхней области.

Анализ кривой, модулирующей амплитуду вариаций B , показывает: 1) период её изменения несколько меньше периода циклов W , 2) она запаздывает относительно кривой чисел Вольфа (это видно уже из фиг. 1) и поведение в последние циклы этих двух кривых различно.

Магнитные поля солнечных пятен

«Кусочки» первичного магнитного поля нижней области, оторванные от него потоком плазмы, которая идёт из радиационной зоны, и образованные ими трубки магнитных силовых линий представляют случайное во

времени и локальное в пространстве явление. Они, также как и ***B***, переносятся магнитным потоком от нижней к верхней области. Там часть трубок частично поднимается к фотосфере и создаёт на ней активные области первого (глубинного) типа, а часть (вероятно, бóльшая) регенерирует, подпитывая в ней общее магнитное поле. За счёт такой подпитки общее магнитное поле верхней области увеличивается, но оно остаётся в несколько раз меньше поля внизу зоны. И всё же его достаточно, чтобы формировать свои трубки, которые выходят на фотосферу, создавая активные области второго (подфотосферного) типа. Последних много больше, чем глубинных трубок, что приводит к появлению известных свойств пятен. Но пятна случайные события, хотя и имеют устойчивые пространственные и временные свойства, однако эти свойства подчиняются соответствующим структурам ***B***. Так, например, во временной области ~11-летние циклы изменения числа пятен год от года есть результат детектирования магнитного цикла ***B*** в верхней области нелинейным механизмом образования трубок, т. е. случайный процесс, модулированный второй гармоникой магнитного цикла; а широта появления пятен нового цикла и закон Шпёрера согласованы с динамикой магнитного цикла на фотосфере.

Предлагаемая модель позволила предположить, что, поскольку пятна это «кусочки» некоего первичного магнитного поля из нижней области конвективной зоны, то по среднегодовым значениям их полей, вероятно, можно получить оценку средней величины индукции этого поля. Такая оценка была получена по данным семи советских АО из Пулковского каталога в [9]. Оказалось, что на интервале последних 40 лет прошлого века индукция ***B*** не изменялась в пределах случайной погрешности и составляла $\sim 2000 \pm 70$ Гс. Полученная величина индукции поля довольно неплохо согласуется с результатами наблюдений магнитных полей локальных событий, по которым наблюденные максимальные индукции магнитных полей отдельных малых пятен и пор практически не превышают ~ 6000 Гс.

Некоторые следствия из предлагаемой модели

1. Среднегодовые значения магнитного поля Солнца как звезды, а также полученные по наблюдениям магнитометром непосредственно на фотосфере вне активных областей, индукции которых составляют несколько гаусс, не содержат следов активных локальных образований. Оба метода наблюдений регистрируют один объект – общее магнитное поле Солнца, но в разных местах конвективной зоны (первый метод в нижней, второй – в верхней областях), что создаёт условия для несколько разного их поведения во времени и в пространстве. Существование у Солнца общего магнитного поля приводит к наличию двух разных по природе ~27-дневных вариаций (со второй и третьей гармониками), а также двух циклов с близкими периодами ~10 лет и ~11 лет, но с разными свойствами и областями генерации.

2. Данные наблюдений магнитного поля Солнца как звезды и на фотосфере вне активных областей, а также их анализ позволяют дать следующее качественное описание модели генерации циклических вариаций солнечной активности. Основой циклических изменений магнитных полей Солнца служит первичное магнитное поле вблизи основания конвективной зоны. При этом общее магнитное поле Солнца образуется за счёт широтной неоднородности скорости вращения этого поля вокруг оси близкой к оси вращения Солнца, а активные области и другие локальные образования – за счёт, во-первых, отрыва фрагментов этого поля потоком плазмы из радиационной зоны и, во-вторых, последующего поднятия их магнитным потоком к фотосфере.

3. В конвективной зоне Солнца существует две разные по месту нахождения области с разными нелинейными механизмами генерации второй гармоники магнитного цикла. Эти механизмы создают две разные системы магнитных полей: 1) глубинная, связанная с генерацией общего магнитного поля B и, частично, с генерацией трубок (последнее является случайным в пространстве и времени процессом, модулированным второй гармоникой магнитного цикла), и 2) верхняя – с образованием трубок (а также последующим появлением на фотосфере активных областей) и созданием магнитного цикла B .

Литература

1. Гневышев М.Н., Оль А.И. // Астрон. ж. 1948. Т. 25. №1. С. 18.
2. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука. 1986. 296 с.
3. Ривин Ю.Р., Обридко В.Н. // Астрон. ж. 1992. Том 69. №5. С. 1083.
4. Ривин Ю.Р., Обридко В.Н. // Сб. Пространственно-временные аспекты солнечной активности. Санкт-Петербург. Физико-технический институт им. Иоффе. 1992. С. 57.
5. Ривин Ю.Р. // Сб. Солнечно-земная физика. Труды VII симпозиума по солнечно-земной физике России и стран СНГ. Троицк. Московской области. 1999. С.64.
6. Ривин Ю.Р. // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца 2010. Санкт-Петербург. Пулково. ГАО РАН. 2010. С. .
7. Ivanov E.V., Obridko V.N. // Solar Physics. 2002. Vol. 206. P. 1.
8. Ривин Ю.Р. // Сб. Солнечная и солнечно-земная физика 2008. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца 2008. Санкт-Петербург. Пулково. ГАО. 2008. С. 337.
9. Ривин Ю.Р. // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца 2009. Санкт-Петербург. Пулково. ГАО РАН. 2009. С. 381.
10. Ривин Ю.Р. // Сб. Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиофизической активности. Труды Всероссийской конференции 2005. Троицк. ИЗМИРАН. 2006. С. 365.

**ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ
ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА
И РЕКУРРЕНТНОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ**

Ривин Ю.Р.

e-mail: ju_rivin@web.de; ju;rivin@online.de

**CYCLIC VARIATIONS
OF THE CLOBAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN
AND THE RECCURENTE GEOMAGNETIC ACTIVITY**

Rivin Yu.R.

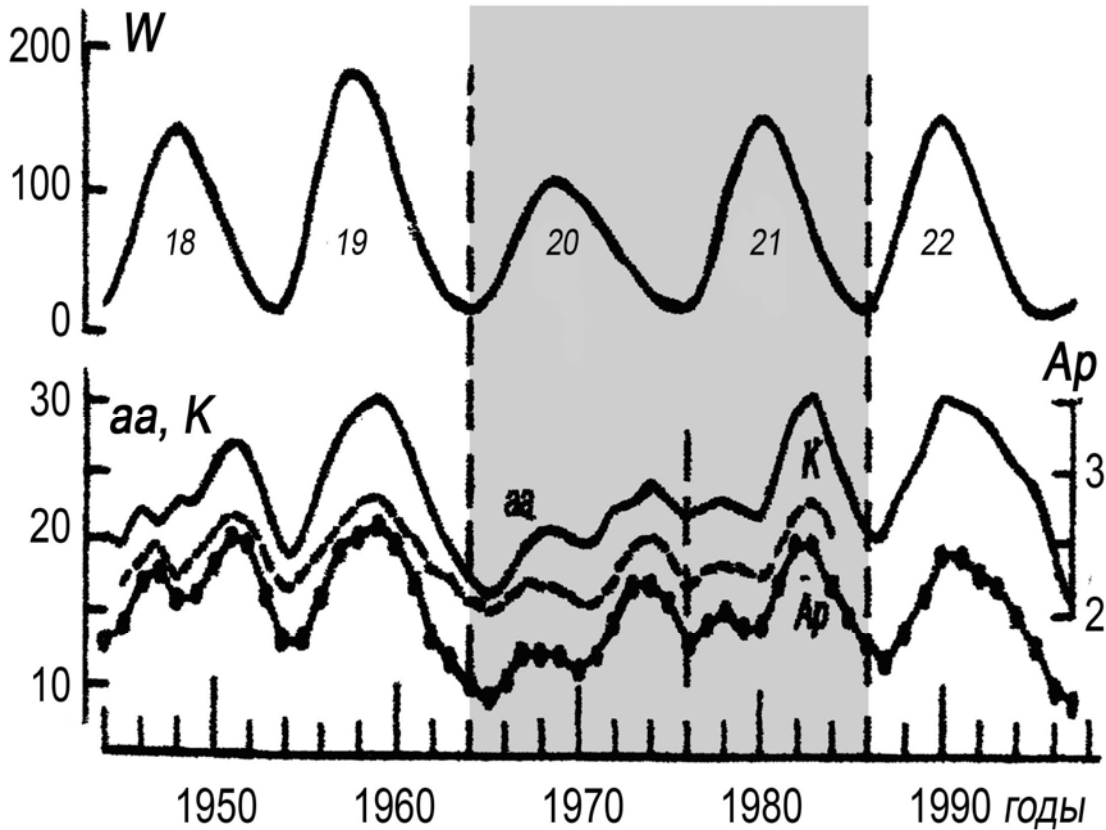
Data of supervision of the basic dynamic characteristics of a solar wind and interplanetary magnetic field allow assume that cyclic variations of geomagnetic activity are caused by modulation of amplitude of variations of the global magnetic field of the Sun.

Среднегодовые значения основных индексов геомагнитной активности (aa , Kp и других) изменяются практически одинаково в пределах погрешностей их получения и характеризуют рекуррентную геомагнитную активность ($REGA$). Редкие проявления в течение года вспышечной солнечной активности практически мало влияют на динамику их величин [1]. Если циклические изменения вспышечной геомагнитной активности имеют высокую корреляцию с характеристикой солнечной активности циклами чисел Вольфа (W), то для циклических вариаций $REGA$ такая корреляция, как показано в [2], много меньше, что следует, например, из изменений в выделенной полосе 1964–1986 гг., а также в цикле №18 фигуры 1.

Следовательно, источником цикличности $REGA$ является близкий по природе, но иной по свойствам и, по-видимому, области генерации источник на Солнце. Поиски такого источника до сих пор основывались на связи $REGA$ с явлениями на поверхности фотосферы и вблизи неё [1]. Но эти события не показывают пока надёжных значимых устойчивых связей.

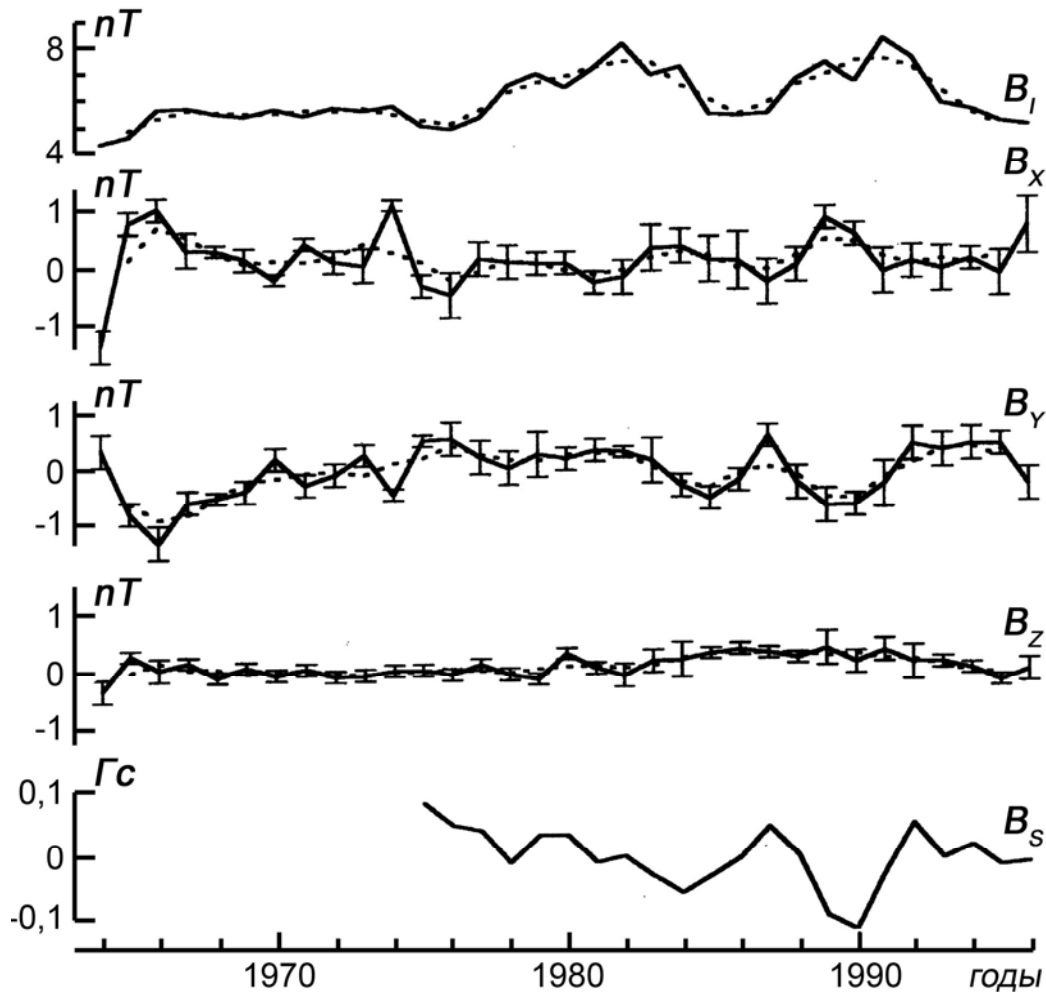
В конце семидесятых годов прошлого века начались измерения магнитного поля Солнца на участках фотосферы с отсутствием активных локальных явлений. В настоящее время понятно, что: 1) это участки, на которых (по крайней мере, на уровне среднегодовых значений) существует общее магнитное поле, 2) на Солнце существует две системы магнитных полей: общее магнитное поле, охватывающее всю поверхность Солнца, и поле локальных явлений (активные области и другие образования), которые случайно во времени и пространстве появляются на различных участках фотосферы на фоне общего поля.

Для выяснения, какая из этих двух систем отвечает за циклические вариации *REGA*, полезно обратиться к механизмам распространения каждой из систем в межпланетной среде.



Фиг. 1. Циклические изменения индексов солнечной W и трёх индексов геомагнитной (рекуррентной) активности (aa , A_p , K в обс. Нимег). ([2], рис. 3).

В [3, 4] исследованы изменения среднегодовых значений динамических параметров солнечного ветра (СВ) и межпланетного магнитного поля (ММП) на интервале 1964–1996 гг. По результатам анализа сделан следующий вывод: в динамических характеристиках СВ циклических изменений с $T \approx 10$ –11 лет не обнаруживается, такие вариации наблюдаются только в модуле ММП. Отсюда следует, что солнечным ветром захватывается вблизи Солнца и через межпланетное пространство переносится к Земле общее магнитное поле B , амплитуда которого модулирована изменением с $T \approx 10$ лет. Этот вывод иллюстрирует фиг. 2, где три компоненты исходного ММП не имеют визуально наблюдаемого ~ 10 -летнего цикла, в них присутствуют только более короткопериодные колебания (3–5 лет).



Фиг. 2. Изменения среднегодовых значений характеристик межпланетного магнитного поля и магнитного поля как звезды. Сверху вниз: сплошной линией модуль ММП как сумма величин трёх векторов компонент и точками его сглаженные скользящим интервалом три года значения, три ортогональные компоненты с ежегодными погрешностями их определения (вертикальные отрезки), кривая изменений исходного магнитного поля Солнца как звезды. ([3], рис. 2 а;б; [4], фиг. 6,7).

Колебания с такими же периодами видны и в кривой магнитного поля Солнца как звезды. Однако в модульной кривой (сверху) отчетливо видны соответствующие изменения после середины 1970-х годов. Подобные циклические изменения наблюдаются во всех трёх компонентах модуля ММП, что характерно для общего магнитного поля Солнца [3, 4]. Отсутствие циклических вариаций в исходных значениях ММП, появление их только в модуле этих величин однозначно свидетельствует, что: 1) в ММП солнечным ветром переносится общее магнитное поле Солнца \mathbf{B} , 2) циклические вариации *REGA* образуются в результате взаимодействия межпланетного магнитного поля с магнитосферой Земли.

Литература

1. *Ривин Ю.Р.* // Геомагнетизм и Аэронамия. Наука. М. 2008. Т. 48. №1. С.134.
2. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. Труды международной конференции 2001. Санкт-Петербург. Пулковое. ГАО РАН. 2001. С.337.
3. *Ривин Ю.Р., Громова Л.И.* // *Астрономический вестник*. Наука. 2000. Т. 34. №2. С. 139.
4. *Rivin Yu.R., Gromova L.I.* // *International Journal Geomagnetism and Aeronomy*. 2003. V. 3. No. 3. P. 199.

НОВАЯ ВЕРСИЯ СПЕКТРОМАГНИТОГРАФА ИЗМИРАН

Руденчик Е.А.¹, Кожеватов И.Е.²

¹*Учреждение Российской академии наук Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Россия, 142090, Московская обл., г. Троицк, ruden_ea@mail.ru*

²*Научно-исследовательский радиофизический институт, Россия, 603950, г.Нижний Новгород, ул. Большая Печерская 25, kozh-ie@mail.ru*

A NEW VERSION OF THE SPECTROMAGNETOGRAPH OF IZMIRAN

Rudenchik E.A.¹, Kozhevaton I.E.²

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow Region 142190 Russia, ruden_ea@mail.ru*

²*Radio Physical Research Institute, Bolshaya Pecherskaya Str. 25, Nizhnii-Novgorod, 603950 Russia, kozh-ie@mail.ru*

The paper describes the principle of operation of a new version of the solar spectromagnetograph of IZMIRAN. The results of the first measurements of the Stokes profiles of magnetoactive lines are presented. The accuracy of measuring the longitudinal and transverse fields is estimated by repeatability.

Спектромагнитограф это прибор, позволяющий определять магнитное поле, поле скоростей, температуру и, возможно, другие параметры солнечной плазмы по профилям параметров Стокса в окрестности одной или нескольких магнитоактивных линий. Основным каналом аппаратной части спектромагнитографа является спектрополяриметр, включающий в себя телескоп, дифракционный спектрограф и анализатор поляризации (АП, рис. 1). Входная щель АП расположена в спектральной плоскости спектрографа и позволяет выделить нужную спектральную область. В описываемой версии это интервал от 6301.0\AA до 6303.2\AA , содержащий две солнечные магнитоактивные линии FeI 6301.5\AA и 6302.5\AA и две теллурические линии 6302.0\AA и 6302.8\AA . Входная щель расположена в фокусе объектива O_1 , который формирует параллельные пучки лучей, падающие на расщепитель. Расщепитель делит каждый пучок на три пучка примерно одинаковой интенсивности. Пучок, отразившийся в расщепителе три раза, падает непосредственно на кристалл исландского шпата (поляризационный расщепитель), который делит пучок на два, соответствующих двум состояниям линейной поляризации – горизонтальной и вертикальной. Пучок, отразившийся в расщепителе один раз, предварительно проходит четвертьволновую пластину, и после кристалла формируются пучки, соответствующие двум состояниям круговой поляризации. Пучок, проходящий через расщепитель без отражений, проходит две четвертьволновые пластины с

осями, повернутыми на 45° , и после кристалла формируется два пучка, соответствующих линейным поляризациям, наклоненным под $\pm 45^\circ$ к горизонту. Все пучки проходят через объектив O_2 , который строит на CCD камере поляриметра шесть изображений входной щели АП, отвечающие шести состояниям поляризации. Высоте входной щели АП соответствует координата вдоль входной щели спектрографа, и профили параметров Стокса определяются одновременно для всех точек на изображении Солнца, которые попадают на входную щель спектрографа.

Анализатор поляризации

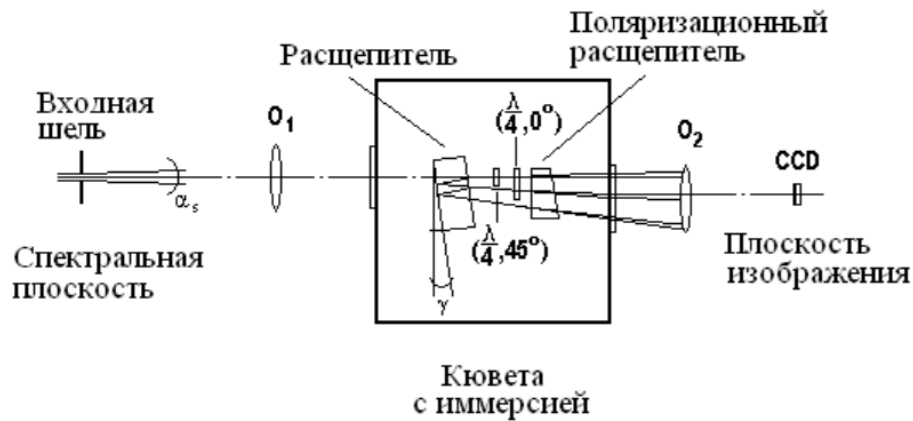


Рис. 1.

Вся поляризационная оптика помещена в кювету с иммерсией, а объективы и защитные стекла CCD матрицы просветлены. Такая схема АП позволяет свести к минимуму систематические ошибки, связанные с наличием артефактов, рассеянного света, интерференции и аберраций оптики. Анализатор поляризации не требует питания и не содержит ни одной движущейся части, чем выгодно отличается от аналогичного элемента спектрополяриметра, работающего на спутнике Hinode, где для получения полного вектора Стокса используется вращающийся поляризационный элемент [1]. Это тем более существенно, что в настоящее время спектромагнитограф ИЗМИРАН рассматривается как прототип магнитографа, который будет использоваться в проекте ИнтерГелиоЗонд.

Кроме канала спектрополяриметра спектромагнитограф имеет еще три канала. Канал щелевой камеры фиксирует изображение Солнца в окрестности входной щели спектрографа с помощью CCD камеры, которая работает синхронно с камерой поляриметра. Канал гидирования позволяет перемещать изображение Солнца на входной щели спектрографа по заданной программе. Канал калибровки поляризации позволяет определить матрицу преобразования поляризации с помощью насадки, размещающейся перед телескопом и формирующей излучение с известными состояниями поляризации.

Матрица преобразования поляризации позволяет по данным поляриметра восстановить параметры Стокса. При отсутствии магнитного поля Q, U и V параметры Стокса близки к белому шуму со среднеквадратичным отклонением (СКО) $2 \cdot 10^{-3}$ (I параметр Стокса в континууме нормирован на единицу). Это говорит о том, что ошибка сигнала определяется квантовым шумом CCD матриц. На рис. 2–4 изображены параметры Стокса в различных разрезах одиночного пятне, наблюдаемого 30 июня 2010 г.

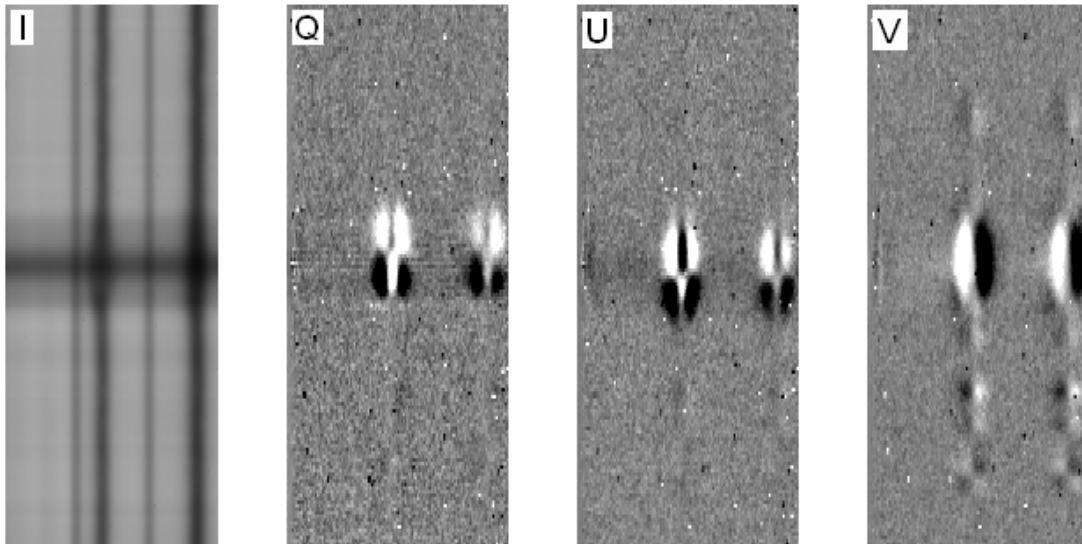


Рис. 2.

На рис. 2 приведен случай, когда V параметр Стокса близок к асимметричному, а Q и U параметры Стокса приблизительно симметричны. Однако такое поведение параметров Стокса скорее исключение, а как правило наблюдается искажение симметрии (кроссовер-эффект [2]). На рис. 3 приведен пример, когда свою асимметрию теряет V параметр, в то время как Q и U параметры остаются симметричными. На рис. 4 приведен пример, когда симметрию теряют Q и U параметры, в то время как V параметр примерно ассиметричен. Но наиболее типичны случаи, когда все три параметра Стокса в той или иной мере искажены кроссовер-эффектом.

Более подробное рассмотрение профилей параметров Стокса показывает, что они имеют весьма сложную и тонкую структуру, обусловленную тонкой структурой параметров плазмы (магнитного поля, поля скоростей, температуры и др.), которые меняются как вдоль, так и поперек луча зрения. При наземных наблюдениях с разрешением хуже одной угловой секунды главную роль играют изменения параметров поперек луча зрения. В космических наблюдениях с разрешением выше $0.2''$ оба эти эффекта могут оказаться сравнимы. Неотъемлемой частью спектромагнитографа должен являться комплекс программ, позволяющей по тонкой структуре параметров Стокса множества магнитоактивных линий восстанавливать тонкую структуру параметров солнечной плазмы.

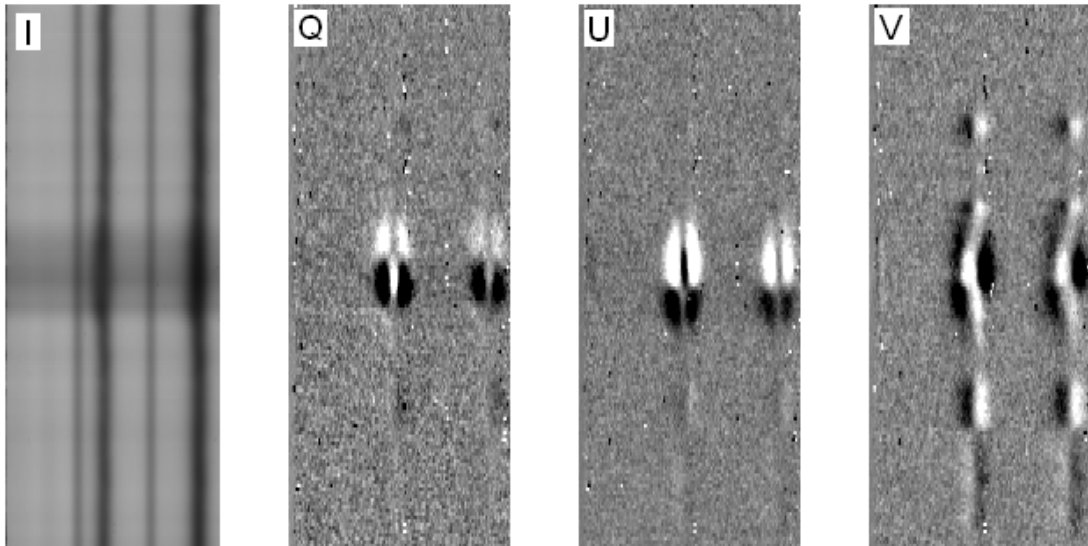


Рис. 3.

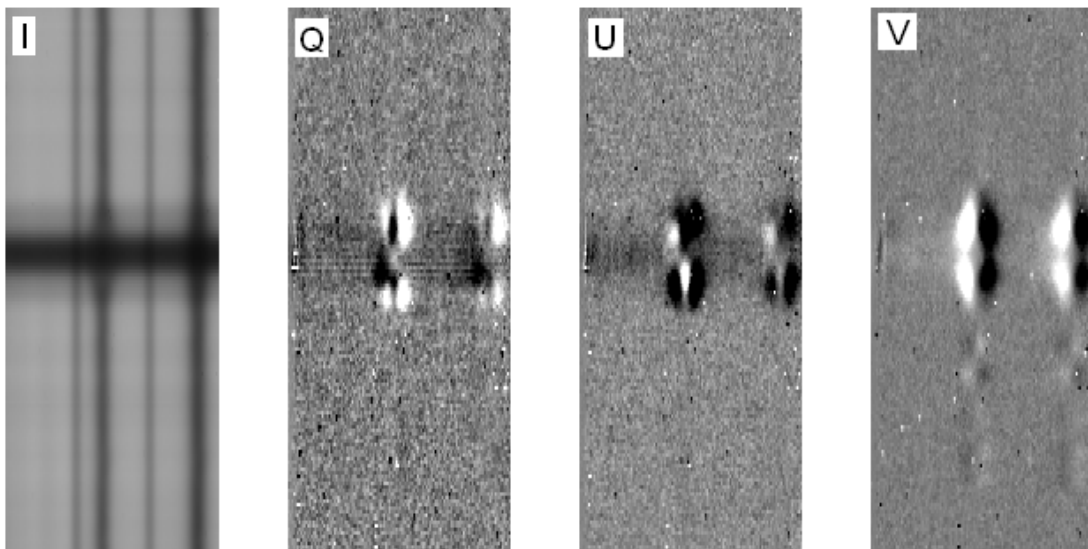


Рис. 4.

В настоящее время такой программный комплекс находится в стадии разработки. Магнитные поля и поле продольной лучевой скорости рассчитываются по формулам Унно. При этом теоретическое СКО единичного измерения малого продольного поля, соответствующее СКО параметров Стокса $2 \cdot 10^{-3}$ (которое обычно реализуется при выдержке 0.5 с и ширине входной щели спектрографа 1.2"), составляет 4 Гс, а теоретическая чувствительность к поперечному полю составляет 120Гс. Оценки точности измерений по повторяемости соответствуют теоретическим оценкам.

Литература

1. http://solar-b.nao.ac.jp/index_e.shtml
2. *Golovko A.A.* // The Crossover Effect in Sunspot and the Fine Structure of Penumbra, *Solar Physics* **37** (1974) 113-125.

**РАЗРАБОТКА И РЕАЛИЗАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДИК
НАБЛЮДЕНИЙ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ
В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ
РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. БАУМАНА**

Рыжов В.С.¹, Жильцов А.В.¹, Смирнова В.В.²

¹*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*
²*НИИАИ им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета*

**NEW METHODS OF OBSERVATIONS OF SOLAR ACTIVE REGIONS
AT THE MILLIMETER WAVEBAND AT RADIO-TELESCOPE
RT-7.5 BMSTU**

Ryzhov V.S.¹, Zhiltsov A.V.¹, Smirnova V.V.²

¹*Bauman Moscow State Technical University*
²*Astronomical Institute of Saint-Petersburg State University*

We developed new methods of monitoring observations of solar active regions and flare events at radio-telescope RT-7.5 BMSTU (working range: 3.2 mm, beam size: 2'.5; 2.2 mm, beam size: 1'.5). Methods of the prolonged tracking of the chosen area, the beam pointing errors definition and the consideration of atmospheric fluctuations were successfully used. First observational results were obtained. Also, new data processing algorithms was suggested.

We developed software to automatically estimations of active regions position data, to determine current beam pointing errors and most useful data stored on our server in the available format.

We analyzed one of obtained tracks at 3.2 mm contained a record of the flare event occurred 13/07/2010 (GOES class C 2.6) to discovering a reliable signal from radio bursts. The obtained signal increased the quiet level about 4% that corresponds to the flux density of 6.3 s.f.u. The noise level did not increase 2.5%.

**1. Исследование динамики активных областей на Солнце на базе
РТ-7,5: техническое оснащение и постановка научных задач**

Как известно, наблюдения в миллиметровом (мм) диапазоне часто затруднены влиянием атмосферных флуктуаций и поглощением [1, 3]. Высокие требования к приемной аппаратуре и антенной системе, сложность выделения и обработки сигналов ограничили число существующих инструментов, работающих в коротковолновой области, что, в свою очередь, создало недостаток в миллиметровых данных, особенно при исследовании Солнца.

В связи с этим появляется необходимость разработки и внедрения новых методик наблюдений динамических явлений на Солнце на базе уже имеющихся инструментов, таких как РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана, для обеспечения наблюдательными данными при решении поставленных научных задач [2].

Большой опыт использования РТ-7,5 для наблюдений Солнца и увеличивающийся интерес к исследованиям именно активных областей дали основание для использования основных составных частей существующего программно-аппаратного комплекса радиотелескопа неизменными, либо с небольшими дополнениями, исходя из специфики поставленной задачи [2].

Антенна радиотелескопа – полноповоротная двухзеркальная, каскадно-ренновского типа с диаметром главного зеркала 7,75 м. Точность изготовления зеркала позволяет работать вплоть до диапазона 1 мм. Ширина диаграммы направленности на длине волны 3,2 мм – $2',5$.

Антенная система имеет азимутальную монтировку с синхронно-следящими приводами и позволяет осуществлять наведение электрической оси в любую точку полусферы и сопровождать её с ошибкой не превышающей $2'',5$.

Основные возможные режимы работы РТ-7,5 по регистрации радиоизлучения Солнца:

- полное картографирование Солнца;
- слежение за потенциально вспышечными активными областями.

Основной сценарий наблюдений: после нескольких циклов картографирования Солнца и определения потенциальных центров активности идет цикл непрерывного слежения за ними по собственному или внешнему целеуказанию.

Основные научные задачи, осуществляемые радиотелескопом РТ-7,5:

- сопровождение активных областей на Солнце на предмет обнаружения вспышечной активности;
- исследование квазипериодических колебаний в активных областях.

Для решения данных научных задач и оптимизации наблюдений были предложены методы наблюдения за активной областью, рассмотрены их достоинства и недостатки.

2. Методики наблюдений динамических явлений в активных областях на Солнце

2.1. Метод сопровождения точки (области)

Мы предложили метод сопровождения точки (области), при котором было достигнуто максимальное временное разрешение выходных данных.

Метод заключается в определении координат наиболее активного центра и непрерывное сопровождение его лучом диаграммы направленности. Такой метод позволяет принимать почти полный поток от активной области и полный поток при развитии вспышки, непрерывно.

Выходными данными такого вида наблюдений является временная зависимость сигнала активного центра – трек (Рис.1). Обработка треков сводится к устранению тренда в сигнале, связанного с изменяющимся коэффициентом поглощения при распространении сигнала в атмосфере, а также его накоплению.

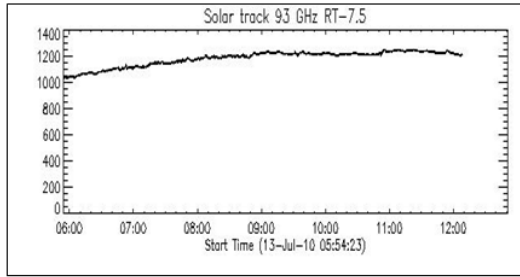


Рис. 1.

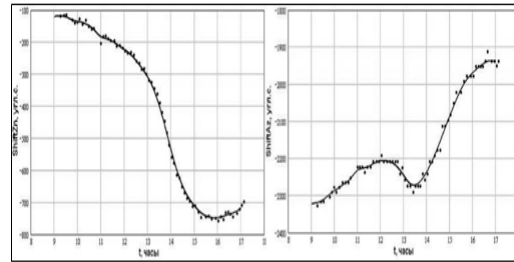


Рис. 2

Осложняет обработку данных низкочастотные флуктуации показателя поглощения, связанные с изменением условий на трассе распространения и имеющие характерное время флуктуаций единицы – десятки минут. Такие же характерные времена имеют нестационарные явления на Солнце. Зашумлённость треков при нормальных атмосферных условиях составляет около 1%. Это позволяет уверенно регистрировать вспышки, начиная с рентгеновского класса С. Однако наличие низкой переменной облачности или дождя переменной интенсивности ухудшает этот показатель и делает невозможным регистрацию слабых и средних вспышек.

Осуществление данного метода требовало остановку слежения для постоянной юстировки антенны в связи с уходом её от заданной области из-за наличия ошибок наведения. Поэтому был предложен способ определения поправок наведения на центр Солнца, позволяющий не останавливать сопровождение.

Данный способ заключается в определении зависимости ошибок наведения от времени для одного дневного цикла наблюдений. Эта зависимость строится после обработки накопленных за день данных одиночных юстировочных сканирований Солнца. Полученные зависимости для азимута и зенитного угла могут быть использованы в течение последующих нескольких дней как модель поправок (Рис. 2).

Нами была зарегистрирована вспышка класса С2,6 по классификации GOES при сопровождении активной области 11087 13 июля 2010 года. Превышение над уровнем спокойного Солнца составляло около 4%. На записи прослеживаются значительные шумы, затрудняющие обработку данных (Рис. 3).

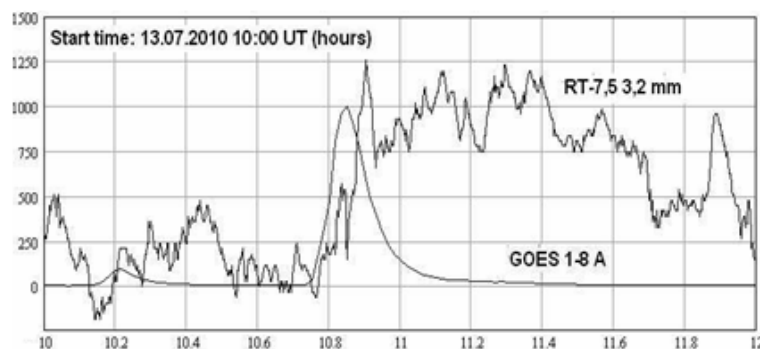


Рис. 3.

2.2. Метод построения полного профиля

Описанный выше метод сопровождения точки (области) чувствителен к атмосферным флуктуациям, что значительно сказывается на качестве сигнала и затрудняет последующую обработку. Поэтому, для исключения влияния изменения коэффициента поглощения атмосферы и облачности на временные треки сигналов от активных областей, был предложен метод построения полного профиля, основанный на постоянной калибровке сигнала при радиальном проходе луча диаграммы направленности (Рис. 4).

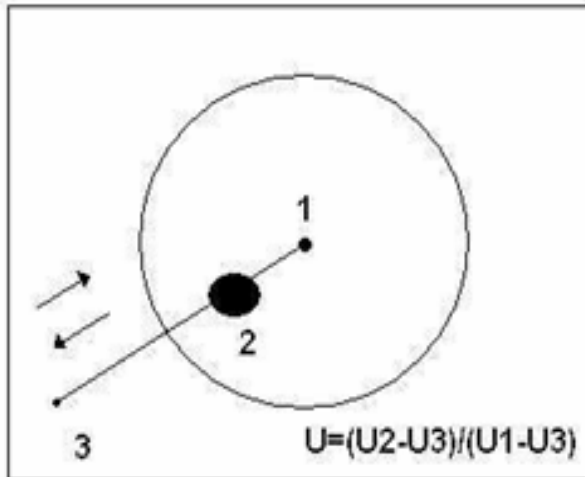


Рис. 4.

Сигнал нормируется по уровню максимума – от центра солнечного диска, а по уровню минимума – от области неба на некотором фиксированном удалении от края солнечного диска. Таким образом, за один цикл строятся два радиальных скана (профиля) солнечного диска, содержащие отсчеты сигналов от активной области и нормировочные отсчеты. По сравнению с методом сопровождения точки этот метод даёт худшее временное разрешение

(около 10 с), но позволяет работать в условиях переменной облачности и изменяющегося коэффициента поглощения на трассе распространения и, при нормальных условиях наблюдения, даёт уровень зашумлённости около 0,2% и менее.

Данный метод позволяет успешно решать задачу, связанную с выявлением квазипериодических колебаний в активных областях с длинными периодами от 1 минуты до 100 и более [4].

Работа проводится в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Литература

1. *Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В.*, Труды астрономической обсерватории, том 41, 1987.
2. *Парщиков А.А., Жаркова Н.А.*, Антенны, №7, Радиотехника, 2006
3. *Соловьев Г.Н., Розанов Б.А., Иванов В.Н., Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В.*, Радиоэлектронные и лазерные приборы, Мир, М., 1990
4. *Kundu M.R. et al.*, The Astrophysical Journal, 547: 1090-1099, 2001

О ВЛИЯНИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ТЕМПЫ ОПУХОЛЕВОЙ ПРОГРЕССИИ ПЕРВИЧНЫХ МЕЛАНОМ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА

Семилетова Ю.В.¹, Наговицын Ю.А.², Анисимов В.В.¹, Мацко Д.Е.¹

¹*Федеральное государственное учреждение Научно-исследовательский институт онкологии имени Н.Н. Петрова, Санкт-Петербург, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE IMPACT OF SOLAR ACTIVITY UPON THE RATE OF TUMOR ACTIVITY OF PRIMARY MELANOMAS OF A HUMAN SKIN

Semiletova Yu.V.¹, Nagovitsyn Yu.A.², Anisimov V.V.¹, Matsko D.E.¹

¹*Petrov Research Institute of Oncology, ssemiletov@mail.ru*

²*Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru*

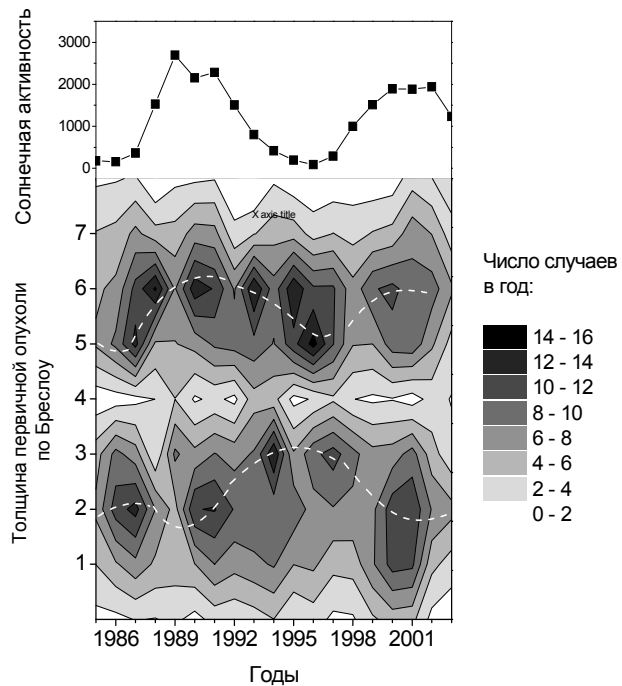
A clinical and morphological analysis of 840 patients with primary melanomas of skin radically treated surgically in Petrov Research Institute of Oncology is carried out for the period from 1985 to 2003, and a comparison of the obtained data with the general level of solar activity is made.

Известно, что основным показателем ранней диагностики и темпов опухолевой прогрессии первичной меланомы кожи является **индекс Бреслоу**. Этот показатель представляет собой абсолютную толщину первичной меланомы кожи, определяемую посредством окуляра-микрометра в миллиметрах. Известно, что чем «толще» первичная меланома кожи, тем хуже прогноз заболевания у пациентов. Как правило, рано диагностируемые первичные меланомы кожи являются наиболее «тонкими». Необходимо отметить, что основными этиологическими факторами первичных меланом кожи считают инсоляцию (главным образом, в УФ диапазоне) и механическую травму пигментных невусов.

В задачу этой работы входило сопоставление клинических данных с общим уровнем УФ-радиации в течение ее 11-летних циклических изменений с целью определения значимости данного фактора в формировании картины частоты заболеваний на длительной (несколько лет и более) временной шкале.

Известно [1] – fig.1, что изменения УФ радиации хорошо коррелируют с традиционными индексами низкоширотной активности Солнца. Поэтому в качестве индекса солнечной активности в этой работе выбран ряд суммарной площади солнечных пятен [2] с его продолжением [3].

При сопоставлении временного хода погодичного распределения больных с различной толщиной первичной меланомы кожи по Бреслоу с изменениями солнечной активности (в том числе УФ-радиации Солнца) оказалось, что пациенты образуют две выраженные группы: первая группа с толщиной опухоли по Бреслоу до 4 мм, и вторая группа – более 4 мм – см. Рисунок.



Сравнительный анализ данных позволил сделать следующие выводы:

1. Группа больных с толщиной опухоли по Бреслоу более 4 мм в целом находится в фазе с солнечной активностью, то есть чем больше солнечная активность, тем больше случаев, когда средняя толщина опухоли наибольшая, что свидетельствует о быстрых темпах опухолевой прогрессии у этих пациентов. Первичная меланوما кожи у данной группы больных, как правило, была изъязвлена и кровоточила.

2. Группа больных с толщиной первичной меланомой кожи менее 4 мм находится в противофазе с циклом солнечной активности. Это парадоксально, поэтому имеет смысл интерпретировать данное явление как запаздывание. Имеется тенденция к увеличению числа пациентов с большей толщиной первичной меланомы кожи до 4 мм. Но в этом случае обнаружение (обращение к врачу) происходит после латентного периода, который составляет 5–7 лет. Первичные опухоли у этих больных, как правило, имели плоскую форму с отсутствием изъязвления.

Таким образом, в этой работе показано, что общий уровень солнечной активности играет активную роль в формировании общей картины заболевания первичной меланомой кожи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 09-02-00083, 10-02-00391).

Литература

1. Foukal Peter et al. // Solar Physics, Vol. 255, Issue 2, pp.229–238, 2009.
2. Nagovitsyn Yu.A. // Astronomy Letters, Vol. 31, Issue 8, p.557–562, 2005.
3. Nagovitsyn Yu.A.; Makarova V.V.; Nagovitsyna E.Yu. // Solar System Research, Vol. 41, Issue 1, pp.81–86, 2007.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ОПЕРАТИВНОГО ТЕЛЕСКОПА КИСЛОВДСКОЙ ГОРНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ

Середжинов Р.Т., Дормидонтов Д.В.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, г. Кисловодск

THE AUTOMATIC GUIDANCE SYSTEM AND GUIDING OF THE SOLAR PATROL TELESCOPE OF THE KISLOVODSK MOUNTAIN ASTRONOMICAL STATION

Seredzhinov R.T., 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 automatic guidance system and guiding of the Solar Patrol Telescope of the Kislovodsk Mountain Astronomical Station. The system contains two absolute encoders for two telescope axes, one four-element photodiode sensor, DAC, ADC. The core of guidance system and guiding is the software with PID-control function. The software allows to read data from all sensors and delivers signals to the step motors controllers. The software can be implementing for PC as a subprogram or as program for controller.

В рамках работ по созданию солнечного патрульного телескопа была разработана структурная схема системы для автоматического наведения на Солнце и последующего гидирования. Систему составляют два датчика углового положения трубы по прямому восхождению и склонению, четырехэлементный фотодиодный сенсор для гидирования, АЦП, ЦАП. Ядром системы является программное обеспечение (ПО) с реализованной функцией цифрового ПИД-регулятора. ПО позволяет считывать показания с датчиков положения и фотодиодного сенсора, выдавать соответствующие сигналы управления на контроллеры шаговых двигателей по обеим осям. ПО может быть реализовано на персональной ЭВМ в качестве подпрограммы либо на отдельном программируемом контроллере.

Структура системы представлена на рис. 1

Введены следующие обозначения:

- КШД – контроллер шагового двигателя;
- ПИ – преобразователь интерфейса.

Подпрограмма ЭВМ последовательно реализует два режима работы системы: грубая наводка на Солнце с погрешностью 15 угловых минут и постоянное гидирование. Наводка осуществляется вычислением текущих координат Солнца и сравнения их с данными приходящими от абсолютных энкодеров. Энкодеры прокалиброваны для выдачи показаний в часах, минутах для оси прямого восхождения и в градусах и минутах для оси склонений. При равенстве вычисленных показаний с фактическими, с погреш-

ностью 15 угловых минут, грубая наводка завершается и включается гидирование по фотосенсору.

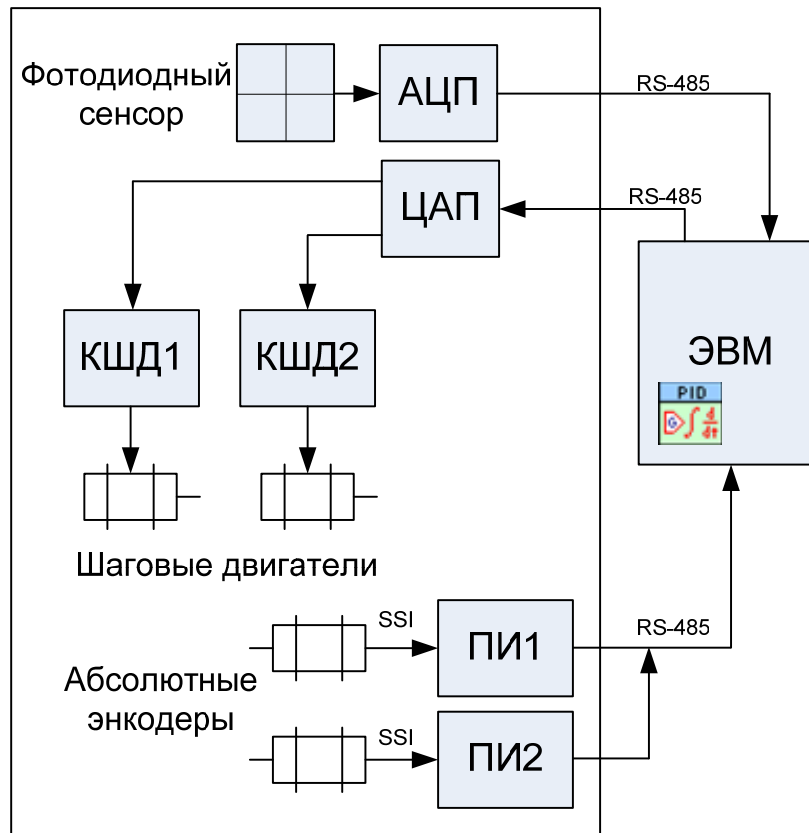


Рис. 1. Структурная схема системы.

ПИД-регулятор вычисляет ошибку положения и вырабатывает сигнал, который выдается на ЦАП, а далее на КШД. При этом изменяется частота вращения вала двигателей. В алгоритме гидирования предусмотрена защита от проходящих облаков, которые изменяют уровень освещенности сенсора, тем самым влияя на частоту вращения двигателя часового ведения. Корректировка по склонению производится раз в несколько минут с постоянной скоростью до достижения установленной ошибки положения диска Солнца на щели, при которой возможна регистрация полного диска. Необходимо отметить, что интервал между корректировками будет тем больше, чем точнее телескоп будет выставлен на полюс Мира. Взаимодействие управляющей программы на ЭВМ с оборудованием телескопа осуществляется при помощи интерфейса RS-485. На рис. 1 оборудование, которое планируется установить непосредственно в телескоп, обведено пунктирной линией.

**ТЕПЛОВЫЕ ВСПЫШКИ:
УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И НАГРЕВ ПЛАЗМЫ**

Склярова Е.М., Чариков Ю.Е.

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

**TERMAL FLARES:
CHARGED PARTICLE ACCELERATION AND PLASMA HEATING**

Sklyarova E.M., Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute RAS, St. Petersburg, Russia

Thermal flares are essentially microflares in which no hard electromagnetic radiation is recorded. By GOES, in X-rays, thermal flares do not rise above Class C, i.e., the radiation flux in the 1–8 Å range is of the order of or less than 10^{-5} W m^{-2} . Microflares are observed to occur in any stage of solar activity. The X-ray radiation of a microflare extends (last) from a few keV to 20 keV, and its duration varies from tens of seconds to tens of minutes. The microflare profile exhibits a burst structure, with elementary bursts lasting for about ten seconds. The energy in the SXR range varies in the 10^{29} – 10^{31} erg interval. Acceleration in a dense plasma is not efficient. Acceleration of particles in a flare occurs in a plasma of $(0.5 \div 10) 10^9 \text{ cm}^{-3}$ [1]. Estimated energy per particle $\langle E \rangle = 1 \div 10 \text{ keV}$ for $\langle B \rangle = 25 \text{ Gs}$, $n_c = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. As an illustration, consider the burst that occurred on July 7, 2009 in AR 11024 (S25E16L246).

Концепция природы тепловых вспышек.

Тепловые вспышки происходят в низких петлях с концентрацией плазмы порядка и выше 10^{10} см^{-3} .

Во время тепловой вспышки происходит переход энергии надпотенциальной части магнитного поля активной области к частицам плазмы, которые в кулоновских столкновениях изотропизуются, и устанавливается максвелловское распределение на временах меньших 1 с.

1. Временная структура рентгеновского излучения (до 20 кэВ) не должна обнаруживать импульсную структуру с характерным временем менее 1 с.
2. Геометрия области ускорения – нагрева представляет собой систему низких петель магнитного поля (масштаб высоты не более 5000 км).
3. Область излучения охватывает практически всю (или большую часть) петли.
4. Механизм излучения – тепловое тормозное излучение максвелловских электронов.
5. Температура плазмы 1–10 кэВ
6. Концентрация плазмы $n_e \geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (эффект испарения частиц не имеет места).
7. Мера эмиссии SXR $EM = n^2 V \sim \text{более } 10^{44} \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим свойства тепловой вспышки 07.07.2009 г., происшедшей в AR 11024.

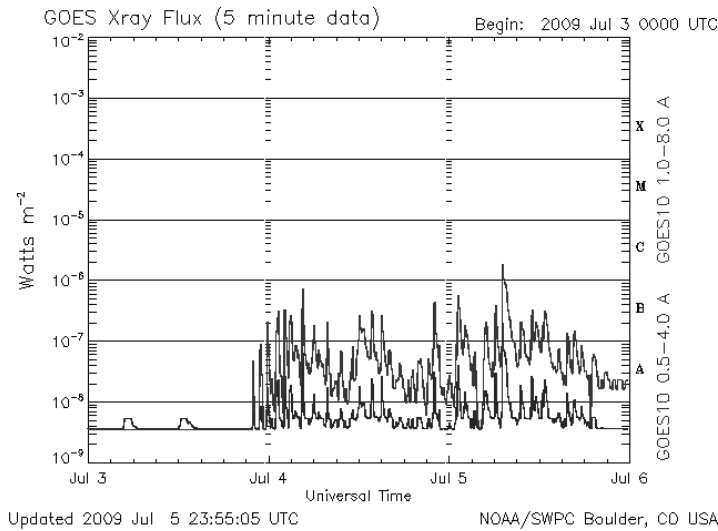


Рис. 1.



Рис. 2.

Как следует из рис. 1, вспышечная активность области AR 11024 началась 4 июля с резкого возрастания потока в диапазоне энергий 1.0–8.0 и 0.5–4.0 Å. Вспышки класса A и B непрерывно происходили 4-го и 5-го июля. Наиболее мощной из них оказалась вспышка 5-го июля в 07:07UT рентгеновского класса C2.7, оптический балл- SF.

На рис. 2 показана петельная структура AR 11024 в момент времени, соответствующий максимальному потоку в УФ линии 195 Å во время вспышки 05.07.2009 г. в 07.13 UT. При детальном рассмотрении можно выделить систему высоких петель, которые не уярчаются во время вспышки и систему низких петель, в которой вспышка произошла. Источник излучения – горячая плазма, равномерно заполняющая весь объём низких петель. Скорости счёта в 6-и энергетических каналах от 1.7 до 10 кэВ, измеренные рентгеновским спектрометром-поляриметром [2], приведены на рис. 3.

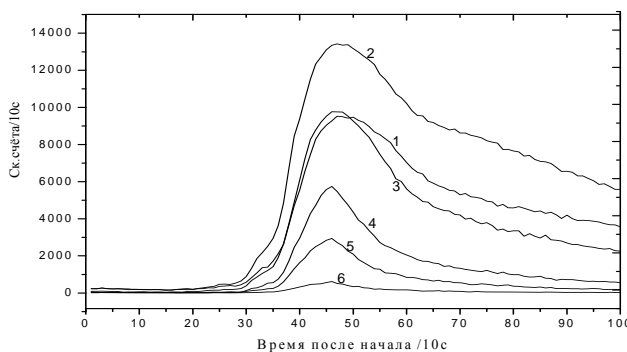


Рис. 3.

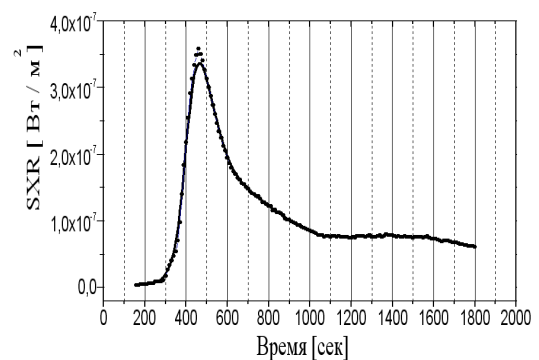


Рис. 4.

Временные профили рентгеновского излучения (рис. 3–4) представляют одиночный импульс; время роста – около 6 минут, фаза максимума составляет примерно минуту, и, наконец, спад скорости счёт довольно длительный – более 10 минут в каналах с малой энергией. Проведённый вэйвлет анализ данных временных рядов не показал наличие структур и любых периодических компонент. Располагая информацией в 9-ти энергетических каналах, можно довольно точно подсчитать температуру плазмы в источнике и меру его эмиссии. На рис. 5–6 приведены результаты расчёта.

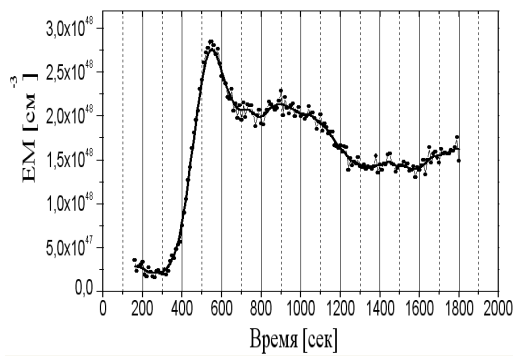


Рис. 5.

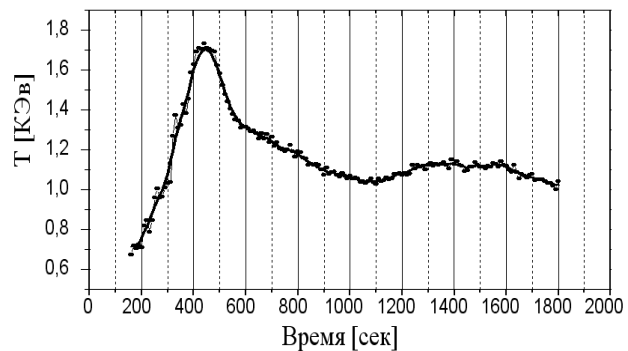


Рис. 6.

Отметим подобие временных профилей потока и температуры и запаздывание меры эмиссии в максимуме примерно на 100 секунд. Максимальное значение температуры – 1.7 кэВ, а меры эмиссии – $2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Моделирование источника SXR в тепловых вспышках

Запишем уравнение энтальпии

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{d}{dt} (3n_e(t)k_B T(t)) = \frac{d}{ds} \left(kT^{5/2} \frac{dT(t)}{ds} \right) - n_e(t)^2 \Lambda_0 T(t)^{-2/3} + Q(t,s).$$

В правой части 1-й член учитывает теплопроводность плазмы, 2-й – лучистые потери, а 3-й – источник нагрева. В данной постановке не учтены динамические процессы сжатия – расширения плазмы (уравнения непрерывности и движения), но, как показывают численные расчёты [3], профили температуры в целом не определяются деталями изменения концентрации и гидродинамической скорости плазмы. Рассмотрим процесс охлаждения плазмы в указанной постановке задачи. Начальное распределение температуры зададим в виде гауссовского с дисперсией и максимальным значением $T_0 = 10^7 \text{ К}$. Значение концентрации плазмы $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Температурные профили приведены на рис. 7.

Из сравнения диаграмм следует, что определяющую роль в охлаждении плазмы играет процесс теплопроводности.

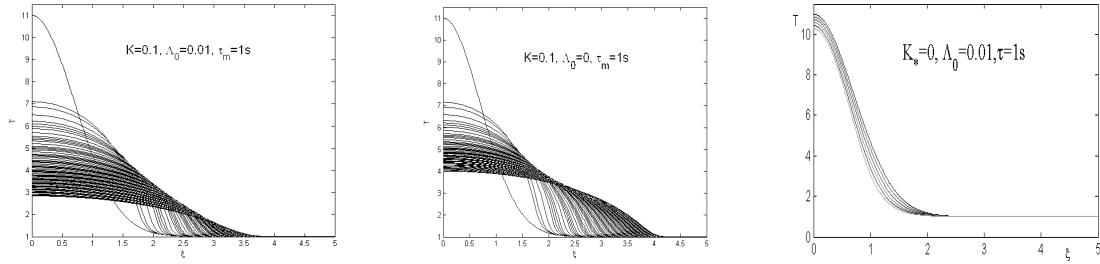


Рис. 7.

В заключение проведём оценки характерных времён теплопроводности и лучистых потерь.

Характерное время теплопроводности

$$t_{cond} = \frac{21}{5} \frac{\langle n_e \rangle}{kT_1^{5/2}} k_B L^2,$$

характерное время лучистых потерь $t_{rad} = \frac{9k_B T_1^{5/3}}{5 \langle n_e \rangle \Lambda_0},$

где $2L$ – характерный размер магнитной петли.

Подставляя значения температуры и меры эмиссии (рис. 5), а также время охлаждения плазмы (600 с, рис. 6), получим значения концентрации плазмы и характерный размер области излучения: $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $L = 10^8 \text{ см}$. Эти значения подтверждают наши положения относительно высоты петель и концентрации плазмы в источнике тепловых вспышек.

Литература

1. *Aschwanden M.*, Space Science Reviews. V.101. Issue 1. P. 1–227. 2002.
2. *Котов Ю.Д. и др.*, *Астрономический вестник*, 2010 (в печати).
3. *Сомов Б.В., Спектор А.Р., Сыроватский С.И.*, сб. «Вспышечные процессы в плазме», труды ФИАН им. П.Н. Лебедева АН СССР, т. 110, с.73, 1979.

СВОЙСТВА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ ВО ВРЕМЯ ЗАТМЕНИЯ 1 АВГУСТА 2008 г.

**Скоморовский В.И., Трифонов В.И., Машнич Г.П., Загайнова Ю.С.,
Файнштейн В.Г., Кушталь Г.И., Чупраков С.А.**
ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, ул. Лермонтова, д.126А, а/я-291

PROPERTIES OF THE SOLAR CORONA DURING THE ECLIPSE ON 1 AUGUST 2008

**Skomorovsky V.I., Trifonov V.I., Mashnich G.P., Zagainova Yu.S.,
Fainshtein V.G., Kushtal G.I., Chuprakov S.A.**
ISTP SB RAS, Irkutsk, Lermontov st. 126A, P.O.Box-291

A telescope in which the polarized white-corona radiation is transmitted by one lens simultaneously through three polarizers, whose transmission directions are turned at 0° , 60° and 120° about the selected direction, has been developed to study the solar corona during eclipses. It was used to observe the solar corona during the eclipse of 1 August 2008. We have obtained distributions of polarized brightness, K-corona brightness, degree of K-corona polarization and total degree of polarization, and polarization direction as a function of latitude and radius in the plane of the sky. Radial distributions of electron density have been calculated depending on the latitude. The coronal plasma temperature in different coronal structures has been determined on the assumption of hydrostatic equilibrium.

1. Введение

В работе приводятся результаты наблюдений белой короны во время затмения 1 августа 2008 г., полученные с помощью нового телескопа. В нем одним объективом одновременно строятся три изображения короны, возникающие при прохождении коронального излучения через три поляризатора, направления пропускания которых повернуты относительно выбранного направления на 0° , 60° и 120° , а также одно изображение без поляризатора. Проанализирована структура короны в период затмения, найдены значения поляризационной яркости короны, яркости К-короны, степени поляризации короны, а также концентрации электронов и температуры корональной плазмы.

2. Инструмент

Схема телескопа показана на Рис. 1. Перед объективом телескопа ($D = 100$ мм, $F = 250$ мм) установлена оправа с 4 окнами. В трех окнах расположены поляриды, в четвертом окне – стеклянная пластина для выравнивания коэффициента отражения. В каждом окне установлены ахроматические призмы, которые отклоняют изображения в четыре сектора матрицы. Призма состоит из двух клиньев – из стекла К8 и Ф1. Хроматическая aberrация не превышает $2.8''$. Для устранения переналожения изображе-

ний использована диафрагма в виде двух перпендикулярных друг другу тонких фольг с наклеенным на них черным материалом. Поле зрения телескопа составляет $2.5^\circ \times 3.5^\circ$. На выходе телескопа в фокусе закреплена 12-разрядная ПЗС-матрица фирмы Hamamatsu C9300-124 с размером кристалла 24×36 мм.

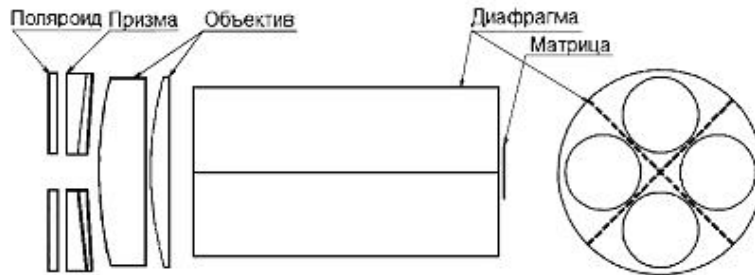


Рис. 1.

3. Данные и методы их предварительной обработки

Наблюдение затмения 1 августа 2008 г. проводилось на берегу Обско-го моря вблизи г. Новосибирска. Максимальной фазы затмение достигло в 10:45 UT. Высота Солнца над горизонтом в этот момент составила 29.9° . Продолжительность полной фазы составила 2 мин. 23 сек. Были получены изображения короны с экспозициями 5.25, 7 и 10 мс. Анализ полученных изображений предварялся их специальной обработкой, которая включала в себя: исключение темнового тока, выделение изображений с одним направлением поляризации, исправление за плоское поле, совмещение изображений двумя методами, приведение изображений к одной экспозиции.

4. Калибровка телескопа

Для калибровки телескопа использовалось два подхода. Первый из них включал в себя определение пропускания фильтра, который использовался при измерении яркости Солнца, учет его спектральных характеристик и другие факторы. Второй подход сводился к сопоставлению измеренной поляризационной яркости коронального излучения с калиброванными измерениями поляризационной яркости на коронографе MarkIV (MLSO) в момент времени, сдвинутый относительно времени затмения на несколько часов. Разница в результатах калибровки составила $\approx 25\%$. Ниже приводятся результаты, полученные с использованием второго метода.

5. Результаты

5.1. Структура короны

Из Рис. 2 можно сделать вывод о крупномасштабной структуре короны во время затмения. Отчетливо видны две полярные корональные дыры и несколько стримеров. Из анализа конфигурации рассчитанной в потенциальном приближении нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника (<http://wso.stanford.edu/synsourcel.html>) можно сделать сле-

дующие выводы. Самый яркий стример SE возник вследствие проекции на плоскость неба участка пояса стримеров, почти перпендикулярного плоскости неба с центром вблизи этой плоскости. Менее яркий стример NE имел аналогичную природу, но связанный с ним участок пояса стримеров был смещен относительно плоскости неба по долготе. Стримеры NW, NW_N и SW возникли вследствие проектирования участка пояса стримеров, части которого расположены под различными углами к плоскости неба.



Рис. 2.

5.2. Поляризационная яркость, яркость K-короны, концентрация электронов и температура корональной плазмы

Значения поляризационной яркости P_b и полной яркости B в каждом пикселе изображения короны вычислялись с помощью формул Фесенкова [1]. На Рис. 3 приведены примеры измеренных радиальных распределений $P_b(R)$ (сплошная линия) и, для сравнения, распределения поляризационной яркости, полученные по сглаженным по мелкомасштабным колебаниям данным MarkIV (пунктир).

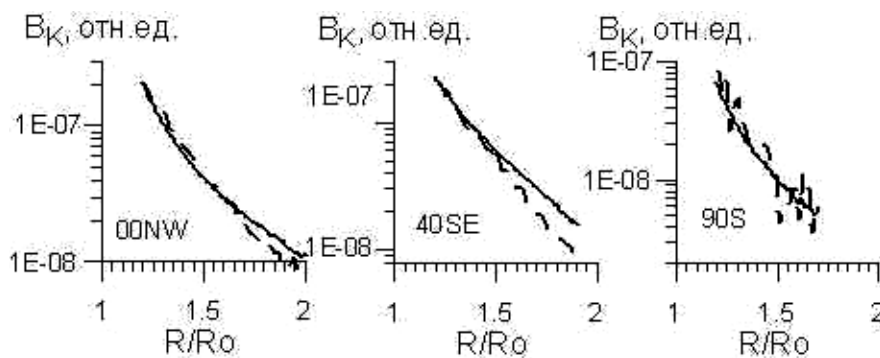


Рис. 3.

Для получения распределений яркости K-короны мы вычитали на данной широте θ из измеренной полной яркости белой короны $B(R, \theta)$ значения $B_F(R)$ из работы [2], которая, согласно этой работе, практически не зависит от широты на расстояниях $R < 2R_0$ (R_0 – радиус Солнца). Затем мы их корректировали таким образом, чтобы распределения плотности электронов $N_e(R, \theta)$, полученные методом инверсии [3] из $P_b(R, \theta)$, были близки к распределениям $N_e(R, \theta)$, полученным с помощью того же метода из $B(R, \theta) - B_F(R, \theta)$. Такие оптимальные разности $B(R, \theta) - B_F(R, \theta)$ полагались

равными яркости К-короны $V_K(R, \theta)$. Примеры $V_K(R, \theta)$ показаны на Рис. 4 (А). На Рис. 4(Б) приведены примеры радиальных распределений концентрации электронов $N_e(R, \theta)$, полученные методом инверсии [3] с использованием $V_K(R, \theta)$.

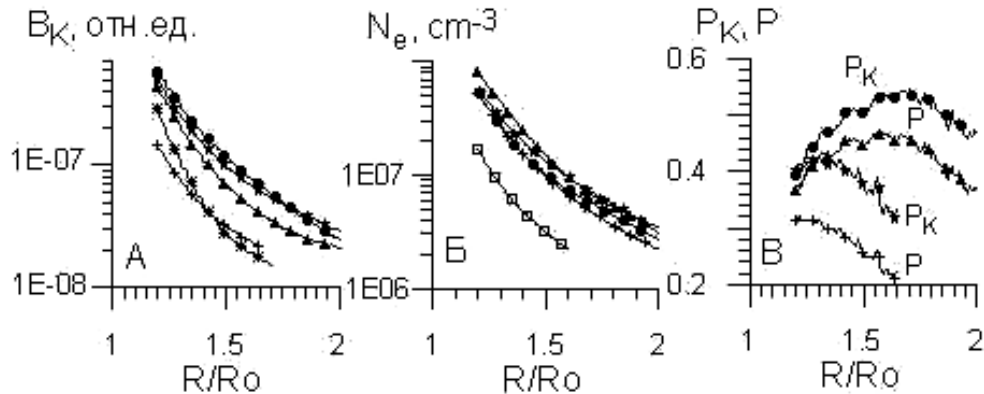


Рис. 4. А – звезда, точка, треугольник, снежинка и крест соответствуют широтам 00W, 40SE, 20NE, 60SE и 90N. Б – звезда, точка, треугольник, крест и открытый квадрат соответствуют 00W, 40SE, 20SW, 20SE и 90N. В – точка (треугольник и звезда (крест) соответствуют широтам 40SE и 90N.

В предположении, что плазма в короне на расстоянии $R < 1.5R_0$ находится в гидростатическом равновесии, была оценена ее температура. Для этого были сопоставлены измеренные распределения $N_e(R, \theta)$ и распределения $N_{\text{egs}}(R)$, полученные из условия гидростатического равновесия, которые зависят от температуры плазмы T (см. формулу (1) в [4]). Значения T , при которых различия между $N_e(R, \theta)$ и $N_{\text{egs}}(R)$ становятся минимальными, принимаются за значения температуры плазмы. Наши расчеты T показали, что максимальная температура достигается в основании стримера SE ($T = 1.6 \cdot 10^6 \text{K}$), а минимальная ($T = 1.2 \cdot 10^6 \text{K}$) в полярных областях.

5.3. Степень поляризации излучения белой короны и направление поляризации

На Рис. 4(В) показаны примеры радиальных распределений степени поляризации яркости К-короны $P_K(R)$ и полной степени поляризации коронального излучения $P(R)$ в области стримера SE и в полярной области. Были также построены распределения по широте на расстоянии $R = (1.15-1.3)R_0$ измеренных направлений поляризации. Максимальное отклонение от тангенциального направления составило $\approx 15^\circ$, среднее - $\approx 6^\circ$.

Литература

1. Мартынов Д.Я. Курс практической астрофизики. М.: Наука, 1967.
2. Koutchmy S., Lamy P.L. In: Giese, R.H., Lamy, P. (eds.), Properties and Interactions of Interplanetary Dust, IAU Colloq., 1985, 85, p. 63.
3. Hayes A.P., Vourlidas A., Howard R.A. Astrophys. J., 2001, v. 548, p. 1081.
4. Badalyan O.G. and Livshits M.A. Solar Phys. 1986, v.103, p. 385-392.

ОБ УСИЛЕНИИ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НАКАНУНЕ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А.

*Федеральное государственное научное учреждение «Научно-исследовательский
радиофизический институт» (ФГНУ НИРФИ), Нижний Новгород*

THE GROWTH OF LONG-PERIOD PULSATIONS OF GEOMAGNETIC FIELD BEFORE THE GEOEFFECTIVE SOLAR FLARES

Smirnova A.S., Snegirev S.D., Sheiner O.A.

Radiophysical Research Institute (NIRFI), Russia, Nizhniy Novgorod

Using wavelet-analysis method on the large statistical material including data from 100 geomagnetic stations for 3 solar flare events of different intensity it is confirmed geoeffective solar flare precursor's existence. This precursors are corresponded the horizontal component of Earth's magnetic field pulsation with 30–60 minute's periods growth and are detected during 2–3 days before the large solar flare at the most of tested stations. The probable reason of such precursors-pulsations appearance is the relationship between the oscillating processes in the solar atmosphere and in the atmosphere of the Earth before the flares. Preflare pulsations of different physical quantities of solar atmosphere modulate fluctuations with the same periods in a wide range of electromagnetic waves. Pulsations of X-ray and UV emission by means of resonance effect lead to the growth of fluctuations of ionospheric currents and geomagnetic field. Correlation coefficient of spectral powers of X-ray emission and H-component of geomagnetic field are reached high values. It is suggested that frequency content of ionizing preflare solar emission are influenced for frequency content of geomagnetic pulsations. The possibility of using preflare long-period pulsation growth for the short-time forecasting geoeffective solar activity events is studied on the ground of the event 22 March 1991. The dynamics of pulsations power are explored. Significant preflare growth of pulsation's power is found out. This growth can be used as a solar flare precursor.

1. Долгопериодные колебания геомагнитного поля в периоды времени, примыкающие к крупным протонным вспышкам

В исследованиях [1–3] сообщалось об усилении долгопериодных колебаний геомагнитного поля накануне геоэффективных солнечных вспышек. Данная работа содержит статистический анализ этого явления на примере трех протонных событий различной интенсивности.

В табл. 1. представлен анализ мощности долгопериодных колебаний накануне вспышечных событий. Для события 22.03.1991 г. наблюдается значительное (в среднем в 35 раз) увеличение мощности таких колебаний на всех рассматриваемых станциях, независимо от широты. Это событие сопровождалось высоким потоком протонов с энергиями >10 MeV (43000 pfu). Для события 4.11.2001 г. зафиксировано небольшое (в среднем в 10 раз) увеличение мощности предвспышечных колебаний с периодами 30–60

минут. Это событие характеризуется невысоким потоком протонов (31,7 rfu). Для события 5.12.2006 г., несмотря на высокий поток протонов (1980 rfu), увеличение мощности долгопериодных колебаний для большинства станций не наблюдается, а на остальных станциях увеличение совсем невелико (в среднем в 5 раз) (табл. 1).

Таблица 1. Долгопериодные колебания накануне протонных вспышек.

Дата вспышечного события	22.03.1991 г.	4.11.2001 г.	5.12.2006 г.
Возрастание мощности долгопериодных колебаний	100% станций	95% станций	40% станций
Средняя мощность предвспышечных колебаний с периодами 30-60 минут	Высокоширотные станции		
	5700 нТ ²	2000 нТ ²	500 нТ ²
	Среднеширотные станции		
	900 нТ ²	300 нТ ²	20 нТ ²
Количественное соотношение мощностей для предвспышечных и спокойных интервалов	Высокоширотные станции		
	25	15	3
	Среднеширотные станции		
	50	15	6
	Низкоширотные станции		
	25	5	4

2. Возможные причины появления колебаний-предвестников

Как сообщалось в работах [1–3], причиной усиления пульсаций-предвестников может являться связь между колебательными процессами в солнечной атмосфере накануне вспышечных событий и в атмосфере Земли. Предвспышечные колебания физических параметров солнечной атмосферы модулируют колебания сходных периодов во всех диапазонах электромагнитных волн. Пульсации рентгеновского и ультрафиолетового излучения в свою очередь посредством резонансного эффекта приводят к усилению колебаний ионосферных токов и геомагнитного поля.

Невозмущенный уровень мощности потока рентгеновского излучения (0.3–5 Å) составляет 10^{-19} (Watts/Meter²)². Мощность потока рентгеновского излучения накануне событий 22.03.1991 г. и 4.11.2001 г. значительно превышает значения, зафиксированные для спокойных интервалов, и составляет $2 \cdot 10^{-12}$ (Watts/Meter²)² и $1,5 \cdot 10^{-13}$ (Watts/Meter²)² соответственно. Для события 5.12.2006 г. увеличение мощности не столь велико ($3 \cdot 10^{-14}$ (Watts/Meter²)²) и не является достаточным для раскачки ионосферы и возбуждения колебаний с соответствующими периодами. Это объясняет тот факт, что увеличение мощности долгопериодных колебаний наблюдается для этого события лишь на 40% станций.

Коэффициент корреляции спектральных мощностей, усредненных по периодам 30–60 минут, рентгеновского излучения и Н-компоненты маг-

нитного поля Земли для события 22.03.1991 г. достигает 0,92, для события 4.11.2001 г. – 0,93 и для события 5.12.2006 г. – 0,99.

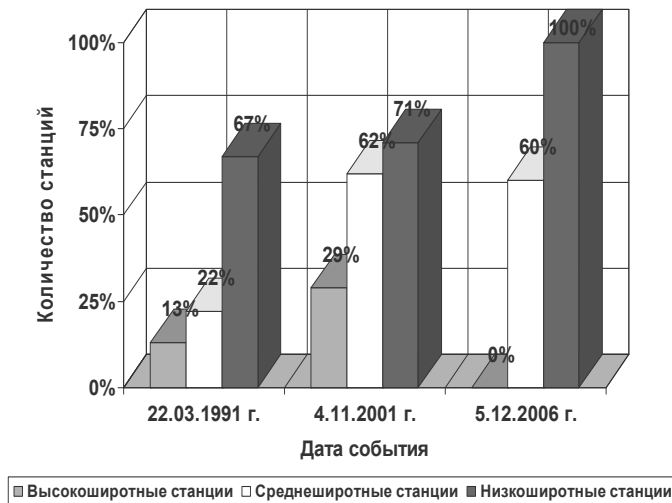


Рис. 1. Корреляция спектральных мощностей, усредненных по периодам 30–60 минут, потока рентгеновского излучения и Н-компоненты магнитного поля Земли.

3. О возможности краткосрочного прогноза геоэффективных явлений солнечной активности по наземным наблюдениям

Рис. 2. иллюстрирует постепенное усиление мощности колебаний больших периодов в спектре потока рентгеновского излучения от $0,7 \cdot 10^{-13}$ (Watts/Meter²)² за четыре дня до вспышки до $8 \cdot 10^{-12}$ (Watts/Meter²)² накануне вспышки. Подобный рост мощности долгопериодных колебаний наблюдается и в горизонтальной компоненте геомагнитного поля по мере приближения вспышки и может служить прогностическим фактором, т. е. даст возможность предсказать событие за 2–3 дня до его начала. Для изучения возможности краткосрочного прогнозирования вспышечной активности были построены графики, иллюстрирующие динамику мощности долгопериодных колебаний за март 1991 года (рис. 3–5). Каждая точка графика соответствует максимальному значению глобального вейвлет-спектра для колебаний больших периодов. На всех трех графиках 21 марта видно существенное увеличение мощности, которое фиксируется накануне вспышки (22 марта) и может служить ее предвестником. Причем для среднеширотной и низкоширотной станции (рис. 3, 4) значение мощности накануне вспышки заметно превышает средний уровень мощности за предыдущие двадцать дней. Для высокоширотной станции (рис. 5) вследствие более бурной ионосферы предвспышечный рост мощности долгопериодных колебаний Н-компоненты магнитного поля Земли на фоне общей активности не так заметен. В связи с этим можно предположить, что в прогностических целях достовернее и надежнее использовать станции средних и низких широт, где эффект возрастания долгопериодных пульсаций горизонтальной компоненты геомагнитного поля, вызванный ионизирующим солнечным излучением, выражен заметнее.

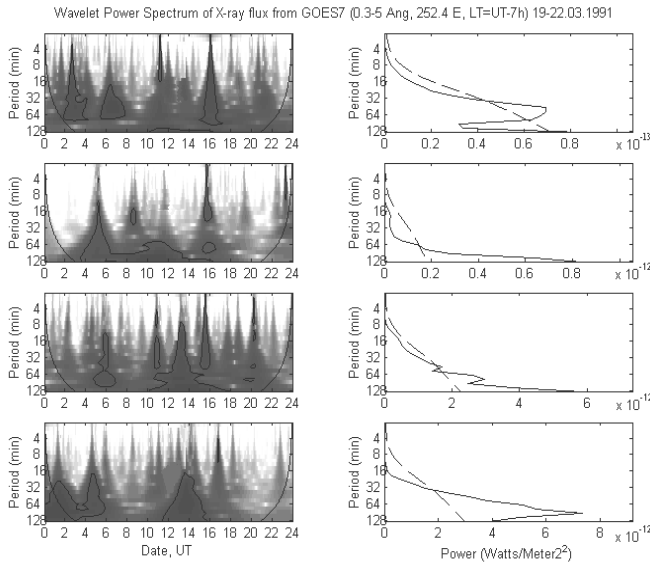


Рис. 2. Результат вейвлет-анализа потока рентгеновского излучения за период времени 19-22.03.1991 года.

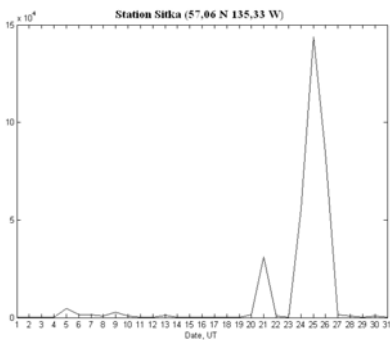


Рис. 3. Динамика мощности долгопериодных колебаний для среднеширотной станции (март 1991 года).

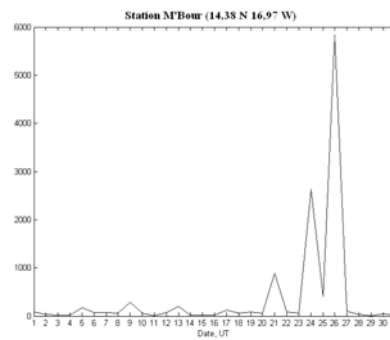


Рис. 4. Динамика мощности долгопериодных колебаний для низкоширотной станции (март 1991 года).

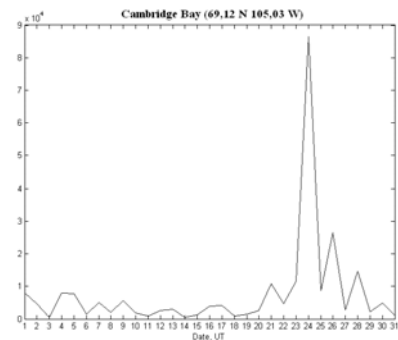


Рис. 5. Динамика мощности долгопериодных колебаний для высокоширотной станции (март 1991 года).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-01078).

Литература

1. Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А. Об усилении долгопериодных пульсаций Н-компоненты магнитного поля Земли перед мощными солнечными вспышками. // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца "Год астрономии: Солнечная и солнечно-земная физика - 2009", ГАО РАН, Пулковое, Санкт-Петербург, 5-11 июля 2009. – 503 с., с. 401-403.
2. Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А. Долгопериодные пульсации геомагнитного поля как предвестники крупных солнечных вспышек. // Труды XI Конференции молодых ученых "Гелио- и геофизические исследования", БШФФ-2009. Изд-во ИСЗФ СО РАН, Иркутск, 2009, С. 290–292.
3. Смирнова А.С. Об усилении долгопериодных пульсаций Н-компоненты магнитного поля Земли перед мощными солнечными вспышками. // Вестник ННГУ. 2010. № 1.

**ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ
И ВСПЫШЕЧНЫХ СОБЫТИЙ НА СОЛНЦЕ
В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ НА РАДИОТЕЛЕСКОПАХ
РТ-7,5 МГТУ ИМ. Н.Э. БАУМАНА
И РТ-14 ОБСЕРВАТОРИИ МЕТСАХОВИ (ФИНЛЯНДИЯ)**

**Смирнова В.В.¹, Нагнибеда В.Г.¹, Рыжов В.С.², Жильцов А.В.²,
Riehoainen A.³, Kallunki J.^{3,4}**

¹*НИИАИ им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета*

²*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

³*University of Turku (Finland)*

⁴*Aalto University, Metsähovi Radio Observatory (Finland)*

**METHODS AND FIRST RESULTS OF SOLAR ACTIVE REGIONS OB-
SERVATIONS AT MILLIMETER WAVELENGTHS AT RT-7.5 BMSTU
AND RT-14 METSAHOVI OBSERVATORY.**

**Smirnova V.V.¹, Nagnibeda V.V.¹, Ryzhov V.S.², Zhiltsov A.V.²,
Riehoainen A.³, Kallunki J.^{3,4}**

¹*Saint Petersburg State University*

²*Bauman Moscow State Technical University*

³*University of Turku (Finland)*

⁴*Aalto University, Metsähovi Radio Observatory (Finland)*

We have developed a method of simultaneous monitoring observations of solar active regions and flare events at millimeter wavelengths using radio-telescopes RT-7.5 BMSTU (93 GHz and 136 GHz) and RT-14 Metsahovi observatory (2-150 GHz).

We analyzed active region observational millimeter data above spots without the flare activity for the purpose of the low frequency quasi-periodic oscillations (>1 minute) of the flux density using the wavelet analysis. We found oscillations with periods about 30-50 and 100 minutes and suggested the preliminary interpretation.

We also analyzed some flare events by GOES class from C to X at microwave-millimeter wavelengths used RT-7.5, RT-14 and Nobeyama radio heliograph data, as well as spacecrafts data for the comparison and investigation some features of either bursts.

We built instantaneous and dynamic spectra for chosen events. Some spectral peculiarities were found not corresponded with classical theory. We also divided millimeter burst light-curves to the impulsive and thermal components. For some events by GOES class of C-M the thermal component was significant.

Нами была создана система совместных наблюдений активных областей и вспышечных событий на Солнце в миллиметровом диапазоне на радиотелескопах РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана (частоты 93 и 140 ГГц, д.н. 2',5 и 1',5) [1] и РТ-14 обсерватории Метсахови (частоты от 2–150 ГГц, рабочая частота 37 ГГц, д.н. 2',4) (Финляндия). Наблюдения начались в конце июня 2010 г. Длительность наблюдений зависела главным образом от погодных условий и составляла в среднем 6–8 часов.

Программа наблюдений направлена на решение следующих научных задач: 1) наблюдение вспышечных событий в миллиметровом диапазоне для изучения и интерпретации миллиметровой части спектров микроволновых солнечных всплесков; 2) наблюдение активных областей на предмет обнаружения квазипериодических колебаний потока радиоизлучения. Ниже приведено описание задач и основные результаты, полученные в процессе работы над ними.

1. Наблюдательные характеристики вспышечных событий в миллиметровом диапазоне

Общеизвестно, что вспышечные события наблюдаются в широком диапазоне длин волн, представляя собой сложные динамические процессы с мощным энерговыделением.

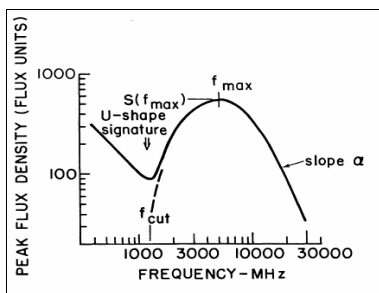


Рис. 1

Микроволновые всплески, как принято считать, представляют собой гиросинхротронное излучение вспышечной области, спектр которой показан на Рис. 1. Спектральный максимум расположен на частотах 5–6 ГГц, и наблюдается завал спектра в коротковолновой части. Однако существуют такие всплески, в спектрах которых наблюдается избыток миллиметрового излучения и/или

уплощение кривой в коротковолновой части [2].

Наблюдения в миллиметровом диапазоне представляют особый интерес, так как миллиметровое излучение является индикатором наиболее энергичных частиц с энергиями порядка 1 Мэв [4, 5], что необходимо учитывать при рассмотрении процессов энерговыделения во вспышке.

Мы рассмотрели несколько вспышечных событий, имеющих повышенное излучение в миллиметровом диапазоне, используя данные радиополяриметра Нобейма на частотах 1, 2, 4, 9, 17, 35 и 80 ГГц и данные рентгеновского спутника GOES 1-8Å. Временные профили радиоизлучения выбранных всплесков имеют сложную импульсную структуру с характерной длительностью импульсов порядка 15 секунд, заметный общий подъем и спад плотности потока излучения. Напротив, во временном профиле всплеска в мягком рентгеновском излучении импульсные структуры отсутствуют.

Общепринято, что мягкое рентгеновское излучение вспышки генерируется тепловым механизмом и представляет собой тепловое излучение разогретой вспышечной области. Поэтому временной профиль мягкого рентгеновского излучения отражает тепловую эволюцию источника вспышки. Используя временной профиль, построенный по данным GOES 1-8 Å для выбранного всплеска в качестве подложки, можно предположить, что он должен соответствовать по времени общему подъему излучения в микроволновом и, особенно, в миллиметровом диапазоне.

Такой подход дает возможность разделить микроволновые всплески на импульсную компоненту, которую мы интерпретировали как нетепло-

вую часть всплеска и общий подъем, который может представлять тепловое излучение источника.

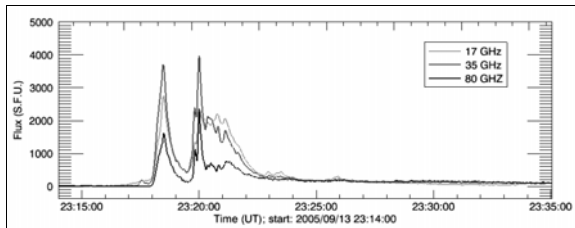


Рис. 2.

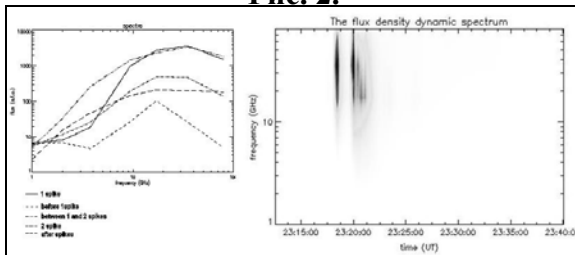


Рис. 3.

В нашем случае рост потока излучения по данным GOES очень хорошо совпадает с характером подложки на профилях всплеска (Рис. 4), что дает основание полагать, что общий подъем представляет собой тепловую компоненту радиоизлучения.

Мы построили спектр тепловой компоненты и выделили частоту перегиба, равную для нашего случая 5 ГГц, где оптическая толщина $\tau = 1$ (Рис. 4а). Очевидно, что такой вид спектра, скорее всего, обусловлен тепловым тормозным механизмом излучения. Опираясь на такие предположения и вид спектра тепловой компоненты, мы рассчитали меру эмиссии ($EM = 5 \cdot 10^{26}$) и число тепловых электронов ($N = 7 \cdot 10^8$) в области всплеска. Однако, вопрос об интерпретации нетепловой компоненты спектра, особенно усиление в миллиметровой части, остается открытым.

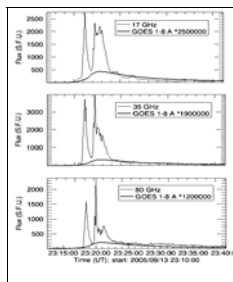


Рис. 4.

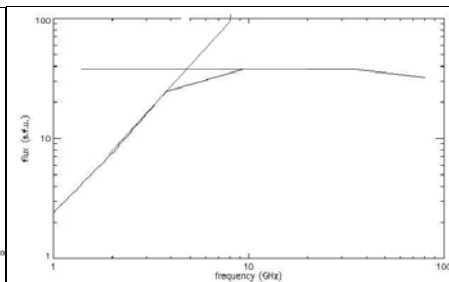


Рис. 4а.

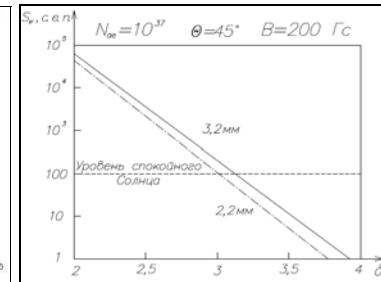


Рис. 5.

Но, в связи с довольно хорошей корреляцией по времени импульсного миллиметрового излучения с жестким рентгеновским излучением [5–7], можно предположить, что усиление миллиметрового излучения связано с инъекцией высокоэнергичных электронов в источник всплеска и генерацией ими гиротронного излучения.

Нами был сделан расчет потока миллиметрового (гиротронного) излучения для различных индексов энергетического спектра электронов, который подтвердил наличие сильной зависимости потока от степени крутизны энергетического спектра (Рис. 5).

Данные предположения подтверждаются и для других событий и дают возможность выделить тепловую компоненту из спектра.

Цель наших исследований заключается в проведении мониторинговых наблюдений вспышек в миллиметровом диапазоне, – что предполагается в совместном проекте наблюдений на РТ-7,5 МГТУ и РТ-14 Метсахови, – чтобы получить более детальную информацию об особенностях спектра в его коротковолновой части.

2. Длинноволновые квазипериодические колебания в активных областях

В период совместных наблюдений активных областей с 01.07.2010 по 31.08.2010 мы получили ряд данных, из которых был выбран один совместный трек (01.07.2010, активная область 11084 над униполярным пятном), который был проанализирован на предмет наличия длинноволновых квазипериодических колебаний с использованием непрерывного вейвлет преобразования (вейвлет Морле) [3, 8–10]. Анализ показал существование значимых периодов около 10, 30, 50 и 100 минут (Рис. 6).

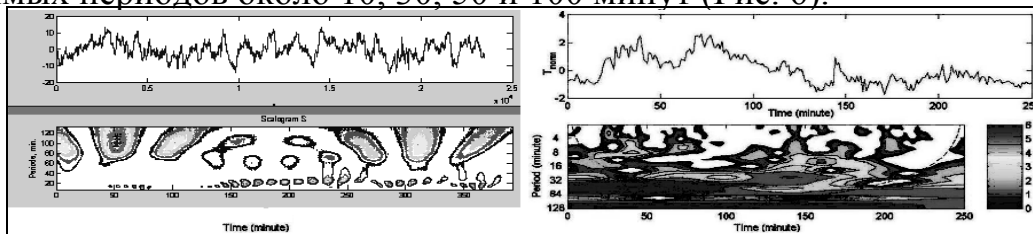


Рис. 6. Слева: данные с РТ-7,5 МГТУ; справа: с РТ-14 Метсахови.

Мы полагаем, что такие периоды могут отражать крупномасштабные движения вещества в активной области над пятном или являться наложением более короткопериодических мод, связанных с колебаниями самого пятна. Но для интерпретации полученных периодов необходимо иметь достаточный статистический материал, который и предполагается получить при дальнейшей работе в рамках описанного выше совместного проекта.

Часть работы проводилась в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы.

Литература

1. Соловьев Г.Н., Розанов Б.А., Иванов В.Н., Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В., Радиозлектронные и лазерные приборы, 1990 Мир, М.
2. Grechnev I.M. et al., Solar Physics 253: 263-290, 2008.
3. Hildebrandt J., Pohjolainen S., Karlický M. // The 10th Euro. Sol. Phys. Meeting, Vol. 1, p. 299–302, 2002.
4. Kundu M.R. et al., The Astrophysical Journal, 547: 1090-1099, 2001.
5. Kundu M.R., Vlahos L., Space Science Reviews 32, 405-462, 1982.
6. Lim J. et al., Solar Physics 140; 343-368, 1992.
7. Nindos A., Proceedings of Nobeyama Symposium 2004, NSRO Report № 1.
8. Reznikova, V.E.; Melnikov, V.F.; Su, Y.; Huang, G., Astronomy Reports, Volume 51, Issue 7, pp.588-596, 2007.
9. Urpo S., Bakhareva, V.V. Zaitsev, A.V. Stepanov, Solar Physics 154: 317-334, 1994
10. Zaitsev, V.V., Kislyakov, A.G., Kislyakova, K.G., 2008, Cosmic Research, Volume 46, Issue 4, pp.301–308.

СОЛНЕЧНОЕ И ЗВЕЗДНЫЕ ДИНАМО В СВЕТЕ ПЕРВЫХ БАТТЕРФЛЯЙ-ДИАГРАММ ЗВЕЗД

Соколов Д.Д.¹, Ланца А.Ф.², Мосс Д.Л.³

¹*Московский Государственный университет, Москва, Россия*

²*Астрофизическая обсерватория Катании, Катания, Италия*

³*Университет Манчестера, Манчестер, Великобритания*

SOLAR AND STELLAR DYNAMOS IN LIGHT OF THE FIRST STELLAR BUTTERFLY DIAGRAMS

Sokoloff D.D.¹, Lanza A.F.², Moss D.L.³

¹*Moscow State University, Moscow, Russia*

²*INAF-Osservatorio Astrofisico di Catania, Catania, Italy*

³*University of Manchester, Manchester, UK*

It is widely accepted that the solar activity cycle is more than just a quasiperiodic variation of sunspot number, rather it is an activity wave propagating from middle solar latitudes towards the solar equator. A solar dynamo based on the joint effects of differential rotation and mirror-asymmetric convective motions in the form of the so-called alpha-effect (and/or meridional circulation) is considered to be an underlying mechanism for the activity wave propagation. Indeed, this mechanism gives an equatorward propagating wave of large-scale magnetic field for a suitable choice of parameters governing dynamo action. It is natural to expect that such a phenomenon appears in various stars with convective envelopes, and we might be lead to expect equatorward waves of stellar activity. In fact cyclic activity is known now for many stars of various spectral types. Clarification of the spatial configuration of the assumed activity wave is a much more delicate undertaking. However contemporary astronomy possess a range of tools, such as the technique of Doppler Imaging, with which to investigate the problem. A comprehensive investigation of the problem still remains a desirable milestone for stellar astronomy; however some early results are already available. The point here is that at least some stars demonstrate an activity wave that propagates polewards. For instance, the K-type subgiant component of the RS CVn system HR 1099 has been extensively studied through Doppler Imaging and shows migration of spots from mid-latitudes toward the rotation poles on a timescale of a few years. We discuss the impact of the above observations on stellar dynamo theory.

Как это естественно ожидать, циклы магнитной активности, подобные солнечному циклу, существуют и наблюдаются у ряда звезд различных спектральных классов. Более четверти века существует метод обратных доплеровских изображений, позволяющий строить карты распределения звездных пятен некоторых звезд. Можно было бы ожидать, что за это время накоплен огромный материал для сопоставления солнечного и звездных динамо, которые считаются ответственными за возникновение этих циклов. На самом деле ситуация гораздо менее оптимистическая: сейчас мы делаем первые шаги по пути систематического сопоставления работы механизма динамо на Солнце и звездах. Дело в том, что солнечный цикл

представляет собой не просто квазипериодическое изменение среднего числа солнечных пятен в масштабах десятка лет, а распространение волны активности от средних широт к солнечному экватору. Теория динамо рассматривает эту волну как проявление волны тороидального магнитного поля, которая распространяется к экватору где-то внутри конвективной зоны Солнца. Уравнения солнечного динамо действительно при подходящем выборе параметров динамо действительно имеют решения в виде таких волн тороидального поля, которые сопровождаются и подходящими изменениями полоидального магнитного поля. Очень важно, что эти же уравнения при сравнительно небольшом изменении параметров дают и периодические решения другой пространственной конфигурации, прежде всего в виде волн тороидального поля, распространяющихся в противоположном направлении, т.е. от экватора к полюсу.

Наблюдательное определение направления распространения волны активности и сравнение его с выводами теории с точки зрения теории динамо представляется естественным путем сопоставления теории и наблюдений. Построение бабтерфляй-диаграмм звездной активности по данным наблюдений кажется естественным путем в этом направлении. Однако на практике этот подход требует мониторинга звездной активности на масштабах десятилетия, что, как известно, сталкивается с серьезными организационными препятствиями. Напомним, что, несмотря на огромные административные усилия при организации мониторинга солнечной активности, в частности, со стороны короля Франции Людовика XIV, выявление циклической активности Солнца потребовало около 2,5 столетия, а выявление ее волновой природы – еще около столетия.

Так или иначе, в настоящее время уже удается восстановить первые широтно-временные диаграммы некоторых звезд. При этом, как это и естественно ожидать, звезды, подобные Солнцу, обнаруживают распространение волн активности от средних широт к экватору [1].

Замечательно, однако, что по крайней мере некоторые звезды показывают волны активности, распространяющиеся от экватора к полюсу. Например, компонент RS CVn системы HR 1099, являющийся субгигантом типа K, достаточно подробно изучался с помощью техники доплеровских изображений, так что на нем удастся обнаружить на масштабах нескольких лет волну активности, распространяющуюся от средних широт к полюсам [2].

Более конкретно, Бердюгина и Генри [2], развивая результаты работы [3], проанализировали длинный ряд фотометрических данных по этой звезде и построили широтно-временную диаграмму для пятен на этом субгиганте типа K, изменения кривой блеска которого определяют изменения оптического потока этой системы. Используя закон дифференциального вращения звезды по данным [4], они по угловой скорости вращения нашли широту каждого из пятен и построили соответствующую бабтерфляй-

диаграмму почти за два цикла звездной активности. На этой диаграмме видны две области активности. Одна из них мигрирует от высоких широт (примерно 70°) к средним широтам (примерно 40°), другая же – от средних широт (примерно 40°) к высоким широтам (примерно 70°), причем миграция наблюдается приблизительно одновременно. До определенной степени эти данные удастся поддержать данными по обратным доплеровским изображениям.

С точки зрения теории динамо направление распространения динамоволны определяется знаком произведения двух основных генераторов магнитного поля – радиального градиента дифференциального вращения и альфа-эффекта. Современные знания о пространственном распределении и знаке альфа-эффекта и (в меньшей степени) радиального градиента дифференциального весьма ограничены и вполне допускают возможность изменения знака этого произведения.

Мы провели численное моделирование уравнений звездного динамо с различными распределениями генераторов магнитного поля, отражающими основные черты внутреннего строения звезды, с целью воспроизвести наблюдаемые баттерфляй-диаграммы.

Мы убедились в том, что при подходящем выборе знака параметров и квазицилиндрическом законе вращения действительно удастся получить волны активности, распространяющиеся к полюсам звезды, однако при этом не воспроизводятся волны, распространяющиеся к экватору.

Модели с законом вращения солнечного типа, в которых меняется знак радиального градиента угловой скорости, несколько неожиданно дали вместо распространяющихся к полюсу волн стоячие волны. Отметим, что стоячие динамо-волны обсуждались в литературе [5].

Одновременное сосуществование волн активности, распространяющихся в противоположных направлениях, удалось получить, предполагая, что закон вращения является смесью примерно в равных долях квазицилиндрического закона вращения и закона вращения солнечного типа. Однако при этом волны активности, вопреки наблюдательным данным, оказываются разделенными по различным широтным поясам.

Получение двух волн активности, распространяющихся в противоположных направлениях по одной физической области, невозможно, по крайней мере, в рамках приближения динамо средних полей, в рамках которого мы производили расчеты. Выход за рамки этого приближения в принципе возможен, однако этот радикальный шаг, как кажется, требует более глубоких наблюдательных обоснований.

Воспроизвести наблюдаемую картину удастся, предположив, что работа динамо в данной звезде происходит в двух оболочках, разделенных в радиальном направлении. При переходе из одной оболочки в другую меняется, например, знак альфа-эффекта, но сохраняется знак радиального градиента дифференциального вращения. Такое предположение не выходит за

рамки представлений теории динамо. В [6] показано, что при этом в определенной области параметров волны магнитного поля в двух оболочках могут распространяться в противоположных направлениях. Мы убедились, что это же может происходить при выборе параметров динамо, применимых к рассматриваемой звезде.

В рамках предлагаемой модели звездного динамо одна из оболочек ответственна за распространение волны активности в направлении экватора, а другая – за распространение волны активности к полюсу.

Отметим, что предлагаемая модель означает определенную смену парадигмы в интерпретации наблюдательных данных о звездной активности. Обычно считается, что поверхностные трассеры определяются приповерхностным магнитным полем, тогда как мы вынуждены считать, что в формировании баттерфляй-диаграммы принимает участие и магнитное поле в глубине конвективной зоны звезды. Отметим, однако, что такое предположение достаточно обычно в теории солнечного цикла, в которой распространение волны активности обычно связывается с глубинными слоями конвективной зоны.

Д.С. благодарен РФФИ за поддержку работы в рамках проекта 09-05-00076-а.

Литература

1. *Katsova, M.M., Livshits, M.A., Soon, W., Baliunas, S.L., Sokoloff, D.D.* Differential rotation of some HK-project stars and the butterfly diagrams, 2010, *New Astronomy*, 15, 274.
2. *Berdyugina, S.V., Henry, G.W.* Butterfly Diagram and Activity Cycles in HR 1099, 2007, *ApJ*, 659, L157.
3. *Lanza, A.F., Piluso, N., Rodonò, M., Messina, S., Cutispoto, G.* 2006, *A&A*, 455, 595.
4. *Petit, M., Donati, J.-F., Wade, G.A., Landstreet, J.D., Bagnulo, S., Lüftinger, T., Sigut, T.A.A., Shorlin, S.L., Strasser, S., Aurière, M., Oliveira, J.M.* Magnetic topology and surface differential rotation on the K1 subgiant of the RS CVn system HR 1099, 2004, *MNRAS*, 348, 1175.
5. *Baliunas, S., Frick, P., Moss, D., Popova, E., Sokoloff, D., Soon, W.* Anharmonicity and standing dynamo waves: theory and observation of stellar magnetic activity, 2006, *MNRAS*, 365, 181.
6. *Moss, D., Sokoloff, D.* Mode enslavement in a two-layer stellar dynamo, 2007, *MNRAS*, 377, 1597.

ДИНАМИКА СКРУЧЕННЫХ МАГНИТНЫХ ТРУБОК (ЖГУТОВ) И ВСПЫШЕЧНОЕ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ В ЭТИХ СТРУКТУРАХ

Соловьёв А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

THE DYNAMICS OF TWISTED MAGNETIC FLUX TUBES (ROPES) AND FLARE RECONNECTIONS IN THESE STRUCTURES

Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, solov@gao.spb.ru

The basic dynamical properties of twisted magnetic flux tubes (ropes) observed in solar atmosphere are discussed. The formulas for forces acting on the rope are given in the terms of values averaged over the cross-section of the tube. The structure of ambient magnetic field is shown to play the crucial role in dynamics of the rope moving in this field. Some scenarios of fast magnetic reconnections resulting in the flare release have been considered. The effects of shrinkage of flare loop and mechanism of magnetic ejection of twisted rope are presented as important stages of flare loop evolution.

Взрывное выделение магнитной энергии в солнечных вспышках может быть обеспечено двумя механизмами: пересоединением магнитных силовых линий в токовых слоях и прямым нагревом плазмы током, достигшим критической плотности, что ведет к появлению аномального сопротивления и быстрому нагреву плазмы за счет джоулевых потерь.

В данной работе мы кратко рассмотрим только механизм вспышечного магнитного пересоединения при взаимодействии скрученных магнитных трубок (жгутов) с окружающим их магнитным полем. Под магнитным жгутом будем понимать слабоизогнутую и скрученную относительно продольной оси магнитную силовую трубку радиуса поперечного сечения a и с радиусом кривизны $R \gg a$ (рис. 1). Последнее условие позволяет считать распределение магнитных полей в трубке цилиндрически симметричным: $\mathbf{B}(0, B_\varphi(r), B_z(r))$. В локальной цилиндрической системе координат, r, φ, z ось z совпадает с касательной к центральной оси силовой трубки (рис. 1). Скрученность поля в трубке обеспечивается вихревыми движениями высокопроводящей плазмы. Всякий вихрь имеет вполне определенные конечные размеры, поэтому азимутальное поле $B_\varphi(r)$ ограничено сечением πa^2 . (Объем участка трубки длиной L равен $\pi a^2 L$, где $L = \alpha R$, а α - угол, под которым эта часть трубки видна из центра кривизны). Иными словами, на внутренней границе трубки азимутальное поле еще может быть отлично от нуля $B_\varphi|_{r=a-0} \neq 0$, но снаружи, при $r = a+0$, оно отсутствует: $B_\varphi|_{r=a+0} = 0$. Данное условие можно рассматривать как определение a – радиуса поперечного сечения жгута.

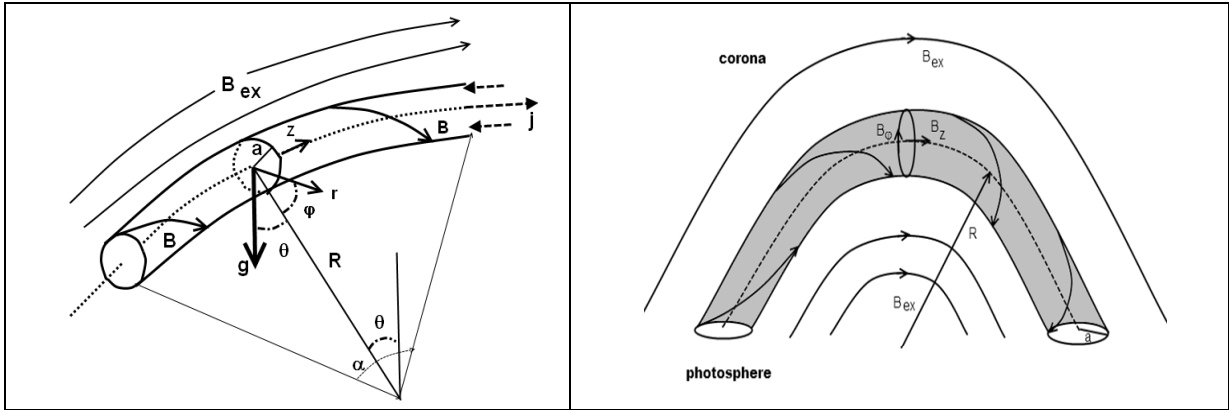


Рис. 1. Геометрия системы и скрученная магнитная петля во внешнем магнитном поле.

Полный электрический ток через поперечное сечение πa^2 всегда равен нулю, поскольку $B_\phi(r)$ спадает с расстоянием от оси жгута заведомо быстрее, чем $1/r$. Тогда: $I = \int_0^\infty j_z 2\pi r dr = \frac{c}{4\pi} \int_0^\infty \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) 2\pi r dr = \frac{c}{2} r B_\phi(r) \Big|_0^\infty = 0$.

Этим магнитные токовые структуры в космической плазме [1-9] радикально отличаются от электрических токов в вакууме (или в воздухе), с которыми мы привыкли иметь дело в классической электродинамике.

Рассмотрим условие поперечного равновесия магнитного жгута, полагая, что стратификацией плазмы в трубке, обусловленной действием силы тяжести, можно пренебречь, т.е. считать, что давление и плотность внутри трубки не зависят, как и магнитное поле, от угловой координаты ϕ . Радиальный компонент уравнения равновесия: $-\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g} = 0$ имеет вид:

$$-\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{B_z}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{B_\phi}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) + \rho g \cos \theta \cos \phi = 0.$$

Для того чтобы найти условие поперечного равновесия в общем виде – в терминах средних по сечению величин (будем обозначать их скобками $\langle \rangle$), умножим это равенство на r и проведем усреднение по сечению трубки, взяв от полученного выражения интеграл $\frac{1}{\pi a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{a+0} (...) d\phi r dr$. Член, содержащий силу тяжести, исчезнет.

Беря интегралы по частям, найдем:

$$P(a+0) - \langle P \rangle + \frac{B_z^2(a+0)}{8\pi} - \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} + \frac{r^2 B_\phi^2}{8\pi} \Big|_0^{a+0} = 0.$$

Здесь член с B_ϕ – полем обратится в нуль в силу того, что $B_\phi|_{r=a+0} = 0$. Обозначая величины, относящиеся к внешней среде, значком "ex", получаем условие поперечного равновесия жгута в форме, которая не отличается от условия поперечного равновесия нескрученного магнитного цилиндра (см. [1-9 и др.]): $8\pi \langle P \rangle + \langle B_z^2 \rangle = B_{z,ex}^2 + 8\pi P_{ex}$. Используя это условие, можно рассчитать и силу, действующую по радиусу изгиба жгута [6-10], но здесь необходимо рас-

смотреть несколько случаев, в зависимости от структуры внешнего магнитного поля: «1» внешнее поле отсутствует; «2» внешнее поле отлично от нуля, $B_{ex} \neq 0$, и располагается квазипараллельно оси жгута, т.е. в области расположения петли имеет приблизительно тот же радиус кривизны; в частном случае B_{ex} соответствует полю потенциальной магнитной аркады, на оси симметрии которой находится и центр кривизны жгута, так что B_{ex} меняется с расстоянием от этой оси по закону $1/R$; «3» внешнее магнитное поле имеет тот же продольный компонент, что и в случае «2», но, кроме того, добавляется поле, поперечное к оси жгута $B_{ex,\perp}$. Для этих 3-х случаев сила, действующая вдоль R на единицу длины жгута, имеет вид:

$$F_R(1) = -\frac{1}{R} \left(\frac{\langle B_z^2 \rangle}{4\pi} - \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} \right) - \langle \rho \rangle g \cos \theta = -\frac{1}{R} \frac{\langle B_z^2 \rangle}{8\pi} (2 - \kappa) - \langle \rho \rangle g \cos \theta, \quad (1)$$

$$F_R(2) = \frac{1}{R} \left(\frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} + 2(\langle P \rangle - P_{ex}) \right) - \langle \rho \rangle g \cos \theta, \quad (2)$$

$$F_R(3) = \frac{1}{R} \left(\frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{8\pi} + 2(\langle P \rangle - P_{ex}) - \frac{R}{a} \frac{B_{ex,\perp}^2}{8\pi} \right) - \langle \rho \rangle g \cos \theta. \quad (3)$$

В формуле (1) введена интегральная скрученность поля, определенная отношением $\kappa = \langle B_\phi^2 \rangle / \langle B_z^2 \rangle$. Как видим, в случае «1» магнитная часть силы F_R обращается в нуль при условии: $\kappa_0 = 2$. Только при этом значении скрученности натяжение магнитных силовых линий B_z -поля, равное $\langle B_z^2 \rangle (4\pi)^{-1}$ и стягивающее жгут по длине, точно уравновешивается взаимным отталкиванием (давлением) $\langle B_\phi^2 \rangle (8\pi)^{-1}$ колец азимутального поля, нанизанных на магнитную ось жгута, которое, напротив, растягивает жгут в длину.

В случае «2», когда внешнее квазипродольное поле искривлено и действует на выделенную силовую трубку не только в смысле радиального сжатия, но и вдоль R за счет магнитного натяжения (здесь в магнитную часть силы F_R добавляется член $\frac{1}{R} \frac{B_{z,ex}^2}{4\pi}$ и она с учетом условия поперечного равновесия записывается в форме (4) [10]), первый, магнитный член в $F_R(3)$ всегда положителен, если давление газа в петле больше, чем давление снаружи. В этом случае при любой скрученности поля в петле удержание ее от подъема вверх возможно только за счет силы тяжести.

Наконец, в 3-ем случае в F_R добавляется член с $B_{ex,\perp}$, с множителем $R/a \gg 1$. Благодаря этому даже относительно малое поперечное поле может обеспечить магнитное удержание сильно скрученной петли.

На основании формул (1)–(3) рассмотрим качественно динамику подъема скрученной магнитной петли из-под фотосферы и процесс ее взаимодействия с внешним магнитным полем, которое имеет заметный шир (Рис. 2). Пусть в исходном положении скрученность магнитного поля

в жгуте больше равновесной, так что петля движется вверх. В первом слое поднимающаяся петля деформирует внешнее поле таким образом, что его магнитные силовые линии будут обжимать поднимающийся жгут и под нижним обводом петли образуется область пересоединения – вертикальный токовый слой (рис. 3). Это та ситуация, которая обсуждается в «стандартной» модели вспышки и КВМ (рис. 3). После пересоединений в токовом слое под петлей силовые линии внешнего поля образуют новые кольца B_φ – поля, которые добавляются к полю магнитного жгута и тем самым сдвигают баланс натяжений и давлений в нем сторону магнитного давления $\langle B_\varphi^2 \rangle (8\pi)^{-1}$, растягивающего петлю вверх и в стороны. Подъем скрученной петли будет, таким образом, продолжаться.

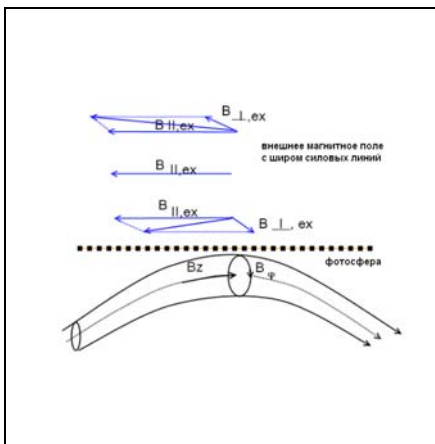


Рис. 2. Внешнее магнитное поле имеет продольную составляющую $B_{\parallel,ex}$ антипараллельную полю B_z в жгуте, которое вследствие скрученности сконцентрировано к центру жгута и непосредственно с $B_{\parallel,ex}$ не взаимодействует, пока в жгуте сохраняется достаточная степень скрученности поля. Наличие ширины в B_{ex} позволяет выделить в нем три слоя: в 1-м, нижнем слое поперечное поле направлено также, как и азимутальное поле в жгуте, во 2-м слое $B_{\perp,ex} = 0$, в 3-м - $B_{\perp,ex}$ антипараллельно полю B_φ в жгуте.

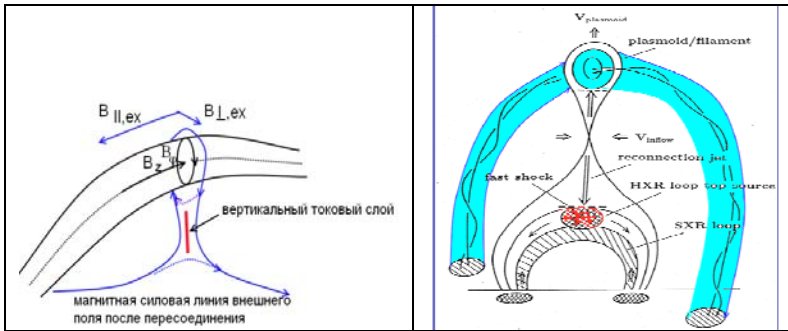


Рис. 3. Подъем петли в слое с $B_{\perp,ex}$, совпадающей по знаку с B_φ в жгуте, и «стандартная» модель КВМ и вспышки, где драйвером является магнитный жгут.

Во втором слое, где внешнее поле квазипараллельно оси жгута и не имеет поперечной составляющей, подъем петли также будет продолжен в соответствии с динамикой, описанной в работах [10, 11].

Наиболее интересные процессы развернутся в третьем слое, где поперечное внешнее поле противоположно полю B_φ на периферии жгута. Здесь после контакта этих полей сформируется токовый слой в вершине петли и начнется быстрое «выгорание» азимутальной оплетки жгута. Уменьшение поля B_φ в жгуте повлечет за собой изменение баланса сил в сторону продольных натяжений поля B_z , стремящихся сократить длину петли (Рис. 4,а). Это приведет к сокращению петли в длину (известный “shrink-

age” effect). Уменьшение длины означает, что петля опустится в те слои, через которые она уже прошла, и на нижнем ее обходе поле $B_\phi(a)$ встретится с петлями, которые здесь остались после действия вертикального токового слоя, и, соответственно, имеют противоположное направление поперечного поля. Таким образом, токовые слои возникнут как на верхнем, так на нижнем обходе жгута, который как бы «замкнет» своим поперечным сечением слои внешнего ширового поля с разными знаками $B_{\perp,ex}$ (Рис. 4,б). При этом создастся такая конфигурация поля, когда станет возможным формирование коллапсирующей магнитной ловушки (Рис. 4,в), которая служит эффективным ускорителем заряженных частиц [12]. По бокам от поднимающейся петли будут формироваться две ярких ленты, возникающих вследствие «обжига» хромосферы ускоренными частицами (Рис. 4,в).

Следующая стадия развития вспышечного процесса состоит в том, что продольное поле жгута B_z , которое было сконцентрировано (за счет сжимающего действия B_ϕ – поля), в приосевой области жгута, после ослабления поля B_ϕ в вершине петли, резко расширится в этой области и примет распределение по сечению жгута близкое к однородному. Тем самым оно войдет в контакт с внешним продольным полем, имеющим обратное направление (рис. 5, а). Выгорание потока продольного поля резко ослабит продольные натяжения в петле, преобладающим станет среднее давление B_ϕ – поля, и скрученная магнитная петля сработает как драйвер КВМ. Разрыв продольного поля в вершине петли обеспечит выход ускоренных частиц во внешнюю среду (Рис. 5, б). Постэруптивная конфигурация, которая возникнет после того, как почти весь продольный поток жгута проаннигилирует с



Рис. 4. Подъем петли в область, где знак $B_{\perp,ex}$ противоположен знаку $B_\phi(a)$.

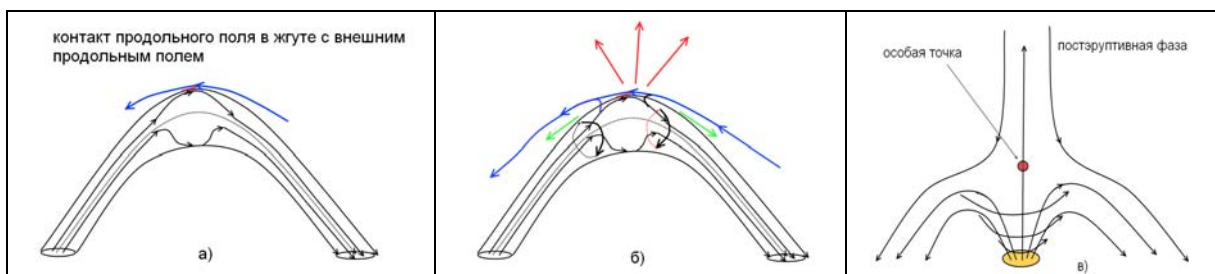


Рис. 5. Выгорание B_z – поля в жгуте (а), последующая эрупция (б) и постэруптивная стадия (в).

внешним магнитным полем, будет иметь вид, близкий к тому, что изображен на рис. 5,в. Здесь на месте каждой из двух ног петли мы будем наблюдать узкий корональный луч (streamer), близко к основанию которого находится особая гиперболическая точка, где возможны спонтанные пересоединения магнитных силовых линий, подогревающие всю структуру.

Таким образом, даже краткий качественный анализ возможностей вспышечного энерговыделения в скрученных магнитных петлях-жгутах показывает большое разнообразие конфигураций, в которых, благодаря взаимодействию магнитных жгутов с внешним полем, имеющим, как правило, свою достаточно сложную структуру, может быть выделено значительное количество свободной магнитной энергии и ускорено на разных фазах единого процесса достаточно большое число частиц.

Работа частично поддержана грантом НШ-3645.2010.2.

Литература

1. *E.N. Parker. Conversations on electric and magnetic field in the Cosmos. Princeton, (2007).*
2. *E.N. Parker. Ap. J. 471, 485–488. (1996).*
3. *E.N. Parker. Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity. Oxford. (1979)*
4. *E.N. Parker. Ap. J. 191, 245–254. (1974).*
5. *А.А. Соловьев. Солнечные данные. №5, 86–93; №10, 93–98. (1971).*
6. *А.А. Соловьев. Солнечные данные. №11, 93–98. (1981).*
7. *А.А. Соловьев. Письма в АЖ. 2, 39–43. (1976).*
8. *А.А. Соловьев. Письма в АЖ. 3. 319–321. (1977).*
9. *А.А. Соловьев, А.М. Уралов. Письма в АЖ. 5. 465–469. (1979).*
10. *А.А. Соловьев. Астрофизика. 23. 393–408. (1985).*
11. *A.A. Solov'ev, E.A. Kirichek. Proc. of 2nd IAGA Symp. Cairo, Egypt. December 4–8. 2009. – L. Dame and A. Hady (eds). Cairo University Press. 27–32. (2010).*
12. *С.А. Богачев, Б.В. Сомов. Письма в АЖ, 35. №1. 57–69. (2009).*

МАГНИТНЫЙ ШАР В ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ СИЛ ТЯЖЕСТИ

Соловьев А.А., Киричек Е.А.

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

MAGNETIC VORTEX IN THE UNIFORM GRAVITY FIELD

Solov'ev A.A., Kirichek E.A.

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

Well-known solution for spherical magnetic vortex (Chandrasekhar, 1956; Prendergast, 1956), applied earlier both to description of magnetic field of the star as a whole and to solar flare modeling, is generalized here for the case of uniform gravity. In contrast to Ch-Pr solution the dependence of density on magnetic flux takes place in the new exact solution. The new set of magnetic equilibria can be used for modeling of energy release in solar flares.

Рассмотрим осесимметричную магнитогидростатическую конфигурацию в виде сферы, «обтекаемой» вертикальным потенциальным магнитным полем. Координаты цилиндрические: r, φ, z , ось Oz направлена вверх по нормали к поверхности Солнца, осевая симметрия означает, что ни один из физических параметров от угла поворота φ не зависит. Сила тяжести имеет вид $-\rho g e_z$. Система уравнений магнитогидростатики

$$-\nabla P + c^{-1}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g}(\mathbf{r}) = 0, \quad \mathbf{j} = c(4\pi)^{-1} \text{rot} \mathbf{B}, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

сводится к следующим двум дифференциальным уравнениям:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega^2(A)}{dA} - 4\pi r^2 \frac{\partial P(A, z)}{\partial A}, \quad (2)$$

$$\rho(r, z) g(z) = -\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad (3)$$

где $A(r, z) = \int_0^r B_z r dr$, $\Omega(r, z) = 4\pi c^{-1} \int_0^r j_z r dr$ есть (с точностью до множителей) магнитный поток и электрический ток через круг радиуса r . Компоненты магнитного поля выражаются через эти величины:

$$B_r = -r^{-1} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad B_z = r^{-1} \frac{\partial A}{\partial r}, \quad B_\varphi = r^{-1} \Omega(A). \quad (4)$$

Уравнение (2) есть уравнение Грэда-Шафранова [1], только здесь, из-за учета силы тяжести, давление P зависит как от потока A , так и от координаты z . Уравнение (3) – условие гидростатического равновесия вдоль магнитных поверхностей: $A = \text{const}$. Особенность (2) в том, что в правой его части производные берутся не по координатам, а по функции A , и ток Ω зависит только от A . Система (1) недоопределена: число переменных превышает число уравнений. Если добавить уравнение состояния идеального газа $P = \rho \Re T \mu^{-1}$, то появится новая переменная – температура, для независимого определения которой необходимо уравнение баланса энергии. Последнее плохо известно, поэтому его обычно и не выписывают, полагая, что перенос тепла, соответствующий равновесию (2)-(3), может реализоваться, если найденная равновесная конфигурация похожа на наблюдаемые структуры. «Нехватка» уравнений приводит к тому, что в (2) давле-

ние газа $P(A, z)$ и ток $\Omega(A)$ рассматриваются как произвольно задаваемые функции. Выбрав их из неких дополнительных соображений, решаем (2) относительно A при тех или иных граничных условиях [1-5].

Разобьем все пространство на две области – внутренность шара радиуса R : $(r^2 + z^2 \leq R^2)$ и наружная область: $r^2 + z^2 > R^2$. На границе шара, $r^2 + z^2 = R^2$, внутреннее решение (с токами, градиентами давления и плотности) сшивается с внешним потенциальным, которое не возмущает гидростатического равновесия среды вне шара. Решение уравнения (2) внутри шара ищем в форме:

$$A(s, z) = B_0 r^2 [\varphi(t) + zR^{-1} f(t)], \quad (5)$$

где $t = (r^2 + z^2)R^{-2}$, $\varphi(t), f(t)$ - безразмерные функции, подлежащие определению, B_0 - единица измерения поля. Функции в правой части (2) зададим в виде:

$$\Omega(a) = \alpha A(r, z), \quad P = (4\pi)^{-1} R^{-2} B_0 (b + d \cdot zR^{-1}) A(r, z) + P_0(z), \quad (6)$$

где α - константа с размерностью обратной длины, b, d - безразмерные константы, $P_0(z)$ - невозмущенное гидростатическое давление. Коэффициент $(4\pi)^{-1} R^{-2}$ взят для удобства контроля размерностей. Подставляя (5), (6) в (2) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях x и z , получим систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$t\varphi'' + \frac{5}{2}\varphi' + \frac{1}{4}\alpha^2 R^2 \varphi = -b, \quad tf'' + \frac{7}{2}f' + \frac{1}{4}\alpha^2 R^2 f = -d. \quad (7), (8)$$

Уравнение вида $ty'' + \nu y' + \frac{1}{4}\alpha^2 y = 0$ есть частный случай уравнения Бесселя [2].

Если ν имеет вид $\nu = n + 1/2$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, то решением при $\alpha \neq 0$ будет:

$$y = C \frac{d^n}{dt^n} \cos(\alpha R \sqrt{t}) + C^* \frac{d^n}{dt^n} \sin(\alpha R \sqrt{t}). \quad (9)$$

В нашем случае $n = 2, 3$, т.е. для $\varphi(t)$ следует найти вторую производную по t , а для $f(t)$ - третью, и надо учесть, что уравнения неоднородны, в правых частях имеются константы. Удобно ввести переменную: $q = \alpha R \sqrt{t} = \alpha \sqrt{r^2 + z^2}$.

($q_0 = \alpha R$ - безразмерный радиус шара). Решение для (7) и (8) будет таким:

$$\varphi(q) = C_1 (\sin q - q \cos q) q^{-3} - C_1^* (\cos q + q \sin q) q^{-3} - 4bq_0^{-2}, \quad (10)$$

$$f(t) = C_2 q^{-5} (3q \cos q + q^2 \sin q - 3 \sin q) + C_2^* q^{-5} (3q \sin q - q^2 \cos q + 3 \cos q) - 4dq_0^{-2}. \quad (11)$$

Во избежание расходимости при $q = 0$, следует положить $C_1^* = C_2^* = 0$. Тогда в центре шара $\varphi(0) = C_1/3$, $f(0) = -C_2/15$. Если $b = 0, d = 0, f(q) \equiv 0$, но $\alpha \neq 0$, получаем решение Чандрасекхара [3] для бессилового магнитного поля внутри сферы. Если $\alpha \neq 0, b \neq 0$, но $d = 0, f(q) = 0$, то - решение Прендергаста [4] для шара с градиентом газового давления, но с невозмущенной плотностью. Когда все введенные константы отличны от нуля, и $f(q)$ задана формулой (11), имеем новое решение для магнитного шара с градиентами давления и плотности внутри, но с той же геометрией поля (магнитные торы, вписанные в сферические слои). Наличие свободных констант b, d «управляющих» распределением плотности и давления, а также произвол в выборе отношения амплитуд функций φ, f дают большое многообразие равновесных конфигураций по сравнению с моделями [3-5]. Если $\alpha = 0, d \neq 0, b \neq 0$, то решение (10), (11) примет вид:

$$\varphi(q) = q^{-3}C_3 + \frac{2bq^2}{5q_0^2} + C_4, \quad f(q) = q^{-5}C_5 + \frac{2dq^2}{7q_0^2} + C_6. \quad (12)$$

Исключая особенность в центре, положим $C_5 = C_3 = 0$. Однако, случай с $\alpha = 0$ внутри шара нам здесь не интересен.

Бессиловой магнитной конфигурации с $\alpha \neq 0$ соответствует, как увидим ниже, требование $\sin q_0 - q_0 \cos q_0 = 0$, которое дает следующий дискретный ряд:

$$q_0 \equiv \alpha R_i (\text{force free}) = 4.493, 7.725, 10.904, 14.066, 17.221, 20.371, 23.519... \quad (13)$$

Снаружи от шара магнитное поле потенциально: $\alpha = 0, d = 0, b = 0$, и решениями (7), (8) для наружной области (отметим их значком *ex*) будут:

$$\varphi_{ex}(q) = t^{-3/2}C_7 + C_8, \quad f_{ex}(q) = t^{-5/2}C_9 + C_{10}. \quad (14)$$

Следует положить $C_{10} = 0$, в противном случае получим расходимость для B_z при $z \rightarrow \pm\infty$. Далее мы увидим, что условие сшивки потока «через нуль» требует $f_{ex}(q_0) = 0$. Следовательно, $C_9 = 0$ и $f_{ex}(q_0) = 0$.

Сшивка на границе при $t = 1$: $\varphi_{in}(q_0) = \varphi_{ex}(1) = 0, f_{in}(q_0) = f_{ex}(1) = 0$. Это даст:

$$\varphi_{in}(q) = C_1 \left((\sin q - q \cos q)q^{-3} - (\sin q_0 - q_0 \cos q_0)q_0^{-3} \right), \quad \varphi_{ex}(q) = C_7(q^{-3} - q_0^{-3}), \quad (15)$$

$$f_{in}(q) = C_2 \left(\frac{3q \cos q + q^2 \sin q - 3 \sin q}{q^5} - \frac{3q_0 \cos q_0 + q_0^2 \sin q_0 - 3 \sin q_0}{q_0^5} \right), \quad f_{ex}(q) = 0, \quad (16)$$

Далее сшиваем на границе шара производные по q от φ и f :

$$C_1 (3q_0 \cos q_0 + q_0^2 \sin q_0 - 3 \sin(q_0)) = -3C_7, \quad (17)$$

$$C_2 q_0^{-6} (q_0^3 \cos q_0 - 6q_0^2 \sin q_0 - 15q_0 \cos q_0 + 15 \sin q_0) = 0. \quad (18)$$

Последнее условие при $C_2 \neq 0$ дает дискретный ряд значений:

$$q_{0,i} \equiv (\alpha R)_i = 0, 6.987, 10.417, 13.698, 16.923, 20.122, 23.304, 26.477..., \quad (19)$$

Нулевой корень следует опустить, поскольку рассматриваются только решения с $\alpha \neq 0$. Первый ненулевой корень ряда задает 2 магнитных тора, вписанных в сферу, второй – 3, третий – 4, четвертый – 5 и т.д. Из (17) можно найти связь напряженности внешнего магнитного поля B_{ex} и поля в центра шара B_{00} :

$$\frac{B_{00}}{B_{\infty}} = K(q_0) \equiv q_0^3 (3q_0 \cos q_0 + q_0^2 \sin q_0 - 3 \sin q_0)^{-1}. \quad (20)$$

Расчет дает: $K(q_0) = 7.473, -10.7215, 13.924, -17.104, 20.372, -23.434, 26.591...$

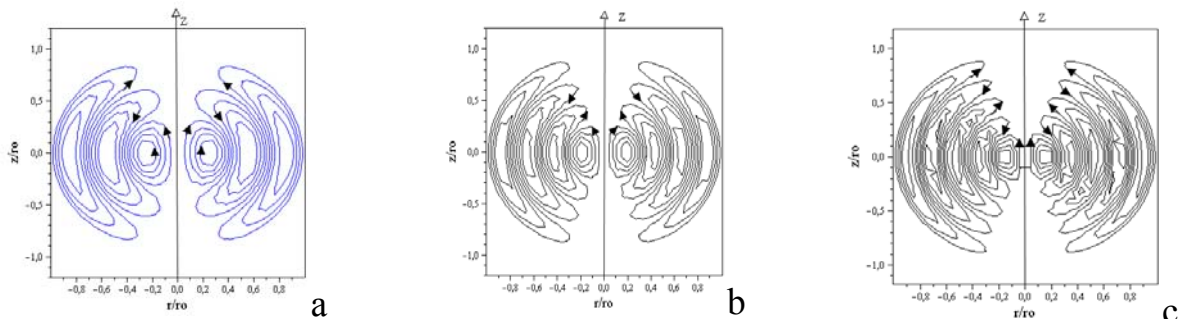


Рис. 1. Бессиловые $b = f = 0$ конфигурации для: $\alpha R = 10.904(a), 14.066(b), 17.221(c)$. Внешнее потенциальное поле, обтекающее шар, не показано. Напомним, что имеется еще и азимутальное поле B_{φ} , силовые линии которого кольцеобразно охватывают ось симметрии Oz .

Как видим, эти величины, характеризующие степень концентрации поля к центру шара, знакопеременны, а по модулю близки к значениям ряда (13).

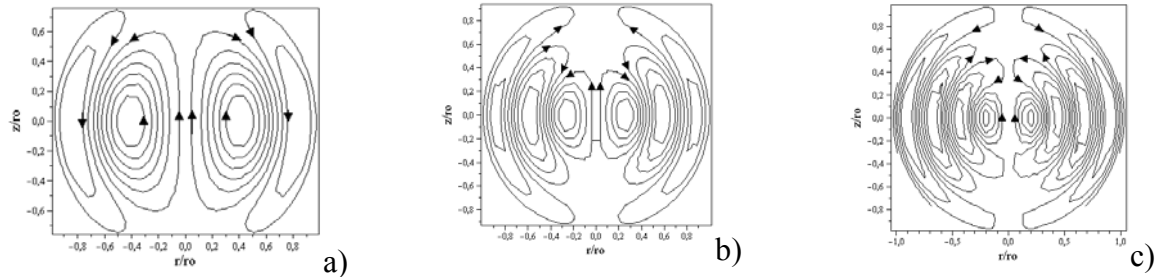


Рис. 2. Меридиональный разрез фигур вращения, геометрия силовых линий B_z и B_r -полей получена из условия $A = const$ при $q_{0,i} \equiv \alpha R_i = 6.99(a), 10.4171(b), 13.698(c)$ из ряда (19).

Ряд значений $q_{0,i}$, при которых знаменатель выражения (20) обращается в нуль, т.е. напряженность поля в центре шара при фиксированном внешнем поле становится бесконечно большой, имеет вид:

$$q_{0,i}(\text{singular}) = 5.763, 9.055, 12.321, 15.516, 18.687, 21.853, 250125... \quad (21)$$

Замечательное свойство рядов (13) и (21) состоит в том, что все значения бессилового ряда отделены друг от друга значениями сингулярного ряда. Это означает, что плавный переход из одного бессилового состояние в другое (с другим α) невозможен без катастрофической перестройки всей конфигурации! Итак, решение для потока магнитного поля в шаре имеет вид:

$$A(r, z) = B_0 r^2 (\varphi(t) + z R^{-1} f(t)) = 1.5 B_{00} r^2 F(q, q_0, \lambda), \quad (22)$$

$F(q, q_0, \lambda) = q^{-3} (\sin q - q \cos q) - q_0^{-3} (\sin q_0 - q_0 \cos q_0) + z R^1 \lambda (q^{-5} (3q \cos q + q^2 \sin q - 3 \sin q) - (3q_0 \cos q_0 + q_0^2 \sin q_0 - 3 \sin q_0) q_0^{-5})$. В решении сохраняется один свободный параметр $\lambda = C_2 C_1^{-1}$, задающий отношение амплитуд функций $\varphi(t)$ и $f(t)$ и определяющий степень возмущения плотности в шаре. Распределение давления:

$$P = \frac{9B_0^2}{8} (8\pi)^{-1} q_0^5 (3q_0 \cos q_0 + q_0^2 \sin q_0 - 3 \sin q_0)^{-2} (\sin q_0 - q_0 \cos q_0) (1 + \lambda D z R^{-1}) r^2 R^{-2} F + P_0(z), \Gamma$$

де $D(q_0) = q_0^{-2} (3q_0 \cos q_0 + q_0^2 \sin q_0 - 3 \sin q_0) (\sin q_0 - q_0 \cos q_0)^{-1}$.

Плотность газа найдем, согласно (3), как частную производную от $P(r, z)$ по z .

Работа частично поддержана грантом НШ-3645.2010.2.

Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982.
2. Э. Камке, Справочник по обыкновенным диф. уравнениям. М.: Наука. 1976.
3. S. Chandrasekhar, Proc. Nat. Acad. Sci. **42**. 1 (1956).
4. К.Н. Prendergast, Astrophys. J. **123**, 498 (1956).
5. А.А. Соловьев, Астроном. Журнал. **75**. 783 (1998).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ СТРИМЕРОВ

Соловьев А.А., Киричек Е.А.

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

MODELING OF CORONAL STREAMERS

Solov'ev A.A., Kirichek E.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, S-Petersburg, Russia

The inverse problem of magnetohydrostatic is formulated for the systems with translation and axial symmetries. On the base of the inverse problem solutions the new model of coronal streamer had been developed. The model presents the thin, long and dense coronal ray, originated from the center of helmet magnetic structure.

Наблюдения Солнца из космоса в УФ и рентгене показывают чрезвычайное многообразие корональных структур, обусловленное разнообразием формирующих их магнитных конфигураций. Наряду с широко известными корональными петлями, протуберанцами-волоконками, магнитными аркадами, корональными дырами и выбросами массы важным структурным элементом солнечной короны являются квазистационарные яркие шлемообразные и куполообразные (или касповые) формирования, из центральных частей которых простираются наружу, до расстояний в несколько радиусов Солнца (и далее, подхватываемые солнечным ветром, - вплоть до орбиты Земли), тонкие корональные лучи-стримеры [1]. Некоторая часть таких стримеров обусловлена оптическими эффектами, возникающими на складках и сборках определенным образом ориентированных магнитных поверхностей [2], но большая их часть является физическими образованиями, выделяющимися на фоне окружающей их солнечной короны повышенной плотностью излучающей плазмы и несколько более высокой температурой. Когда стримеры имеют плоскостную, ленточную форму, их можно описывать в приближении трансляционной симметрии, а в тех случаях, когда они нитеподобны, можно использовать приближение осевой симметрии [3]. Авторы [3] различают два типа каспово-стримерных структур: относительно небольшие, сравнимые размерами со шкалой высоты в короне $H = \mathcal{R}T(\mu g)^{-1} \approx 100Mm$ и крупномасштабные, размер которых приближается к радиусу Солнца. Для структур 1-го типа вариации плотности вдоль магнитных силовых линий, считают авторы [3], можно не учитывать, а для вторых - сила тяжести существенна. В [3] предложено несколько конкретных моделей магнитной структуры касповых конфигураций и сделана попытка решения обратной задачи магнитогадростатики (МГС) для одного из частных случаев: получены формулы, выражающие давление и плотность через заданную структуру магнитного поля для стримера с плоским токовым слоем. Однако никаких численных расчетов,

позволяющих сопоставить вычисляемые распределения с наблюдаемыми, в [5] не приводится.

В настоящей работе: 1. Приведено решение обратной МГС задачи для систем с осевой симметрией: даны в явной форме выражения для давления и плотности плазмы, позволяющие рассчитать с учетом силы тяжести пространственные распределения этих величин по заданной геометрической структуре магнитного поля; 2. Предложена новая, значительно более простая, чем в [5], аналитическая формула для описания шлемовидных (касповых) магнитных структур со стримерами, исходящими из центра; 3. Рассчитана численная модель, дающая физические распределения давления, плотности и температуры в стримере, близкие к наблюдаемым.

Характерные времена изменений параметров системы (геометрических размеров, интенсивности) измеряются десятками минут, часами, днями, что заведомо много больше времени релаксации системы к равновесию, поэтому систему можно считать квазистатической. Хотя в стримере могут иметь место течения плазмы, мы не станем их рассматривать, чтобы не слишком усложнять задачу. Для высот в пределах одного радиуса Солнца, где влияние солнечного ветра еще относительно невелико, такое приближение представляется достаточно оправданным. Относительно медленную эволюцию системы во времени можно рассматривать как прохождение ею непрерывной последовательности равновесий (квазистатика), так что, несмотря на существование диссипативных процессов (медленное энерговыделение, обусловленное диссипацией энергии токов и/или выгоранием энергии на множественных мелкомасштабных токовых слоях), система в каждый момент времени является квазиравновесной: сумма сил, приложенных к каждому элементу объема плазмы, близка к нулю. Внешний вид стримера позволяет рассматривать его как осесимметричную структуру. Поскольку обсуждается постэруптивная магнитная конфигурация, разумно предположить наличие в окрестности вытянутого вверх волокна-стримера некоторого внешнего квазивертикального магнитного поля, способствующего удержанию системы в равновесии и убывающего с расстоянием значительно медленнее, чем поле самого стримера. В цилиндрических координатах r, φ, z с вертикальной осью $0z$ и с силой тяжести $-\rho g e_z$ система уравнений МГС

$$-\nabla P + c^{-1}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g}(\mathbf{r}) = 0, \quad \mathbf{j} = c(4\pi)^{-1} \text{rot} \mathbf{B}, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

сводится к двум дифференциальным уравнениям:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega^2(A)}{dA} - 4\pi r^2 \frac{\partial P(A, z)}{\partial A}, \quad (2)$$

$$\rho(r, z)g(z) = -\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad (3)$$

где $A(r, z) = \int_0^r B_z r dr$, $\Omega(r, z) = 4\pi c^{-1} \int_0^r j_z r dr$ представляют магнитный поток и электрический ток через круг радиуса r , а компоненты поля имеют вид:

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r}, \quad B_\varphi = \frac{\Omega(A)}{r}. \quad (4)$$

Уравнение (2) отличается от уравнения Грэда-Шафранова [1] тем, что из-за действия силы тяжести, газовое давление зависит как от потока A , так и от координаты z . Уравнение (3) задает равновесие вдоль любой магнитной поверхности: $A = const$. В правой части (2) стоят производные не по координатам, а по функции A , и ток Ω зависит только от A . В системе (1) число переменных больше числа уравнений. Если к ней добавить уравнение состояния идеального газа $P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}$, появится еще одна переменная – температура, для независимого определения которой необходимо знать уравнение баланса энергии. Последнее в условиях солнечной короны плохо известно, поэтому вместо него газовое давление $P(A, z)$ и продольный ток $\Omega(A)$ просто выбираются из некоторых дополнительных соображений, после чего уравнение (2) решается относительно A при тех или иных граничных условиях [1–5]. Такова **прямая** задача МГС.

Особый интерес представляет **обратная** задача, когда магнитная структура равновесной конфигурации предполагается известной: функции $A(r, z)$ и $\Omega(A)$ задаются, исходя из общей геометрии системы, из сложившихся у нас представлений о том, какую форму имеет магнитное поле моделируемого объекта. Тогда уравнение (2) можно проинтегрировать по переменной A и найти аналитическое выражение для давления $P(r, z)$. Затем из (3) по известному $P(r, z)$ вычисляется плотность газа, а из $P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}$ – температура. Такие формулы для плотности и давления плазмы в случае трансляционной симметрии системы выведены нами в [6]. Аналогичные формулы для систем с осевой симметрией имеют вид:

$$P(r, z) = P_0(z) - \frac{1}{8\pi} \left[\frac{\Omega^2 + A_r^2}{r^2} + \int \frac{2\Omega^2}{r^3} dr + \int \frac{2A_{zz}}{r^2} A_r dr \right], \quad (8)$$

$$\rho(r, z) = \rho_0(z) + \frac{1}{8\pi g(z)} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A_r^2 - A_z^2}{r^2} + \int \left(\frac{2\Omega^2}{r^3} + \frac{2A_{zz}A_r}{r^2} \right) dr \right) - \frac{2A_z}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{A_r}{r} \right) \right]. \quad (9)$$

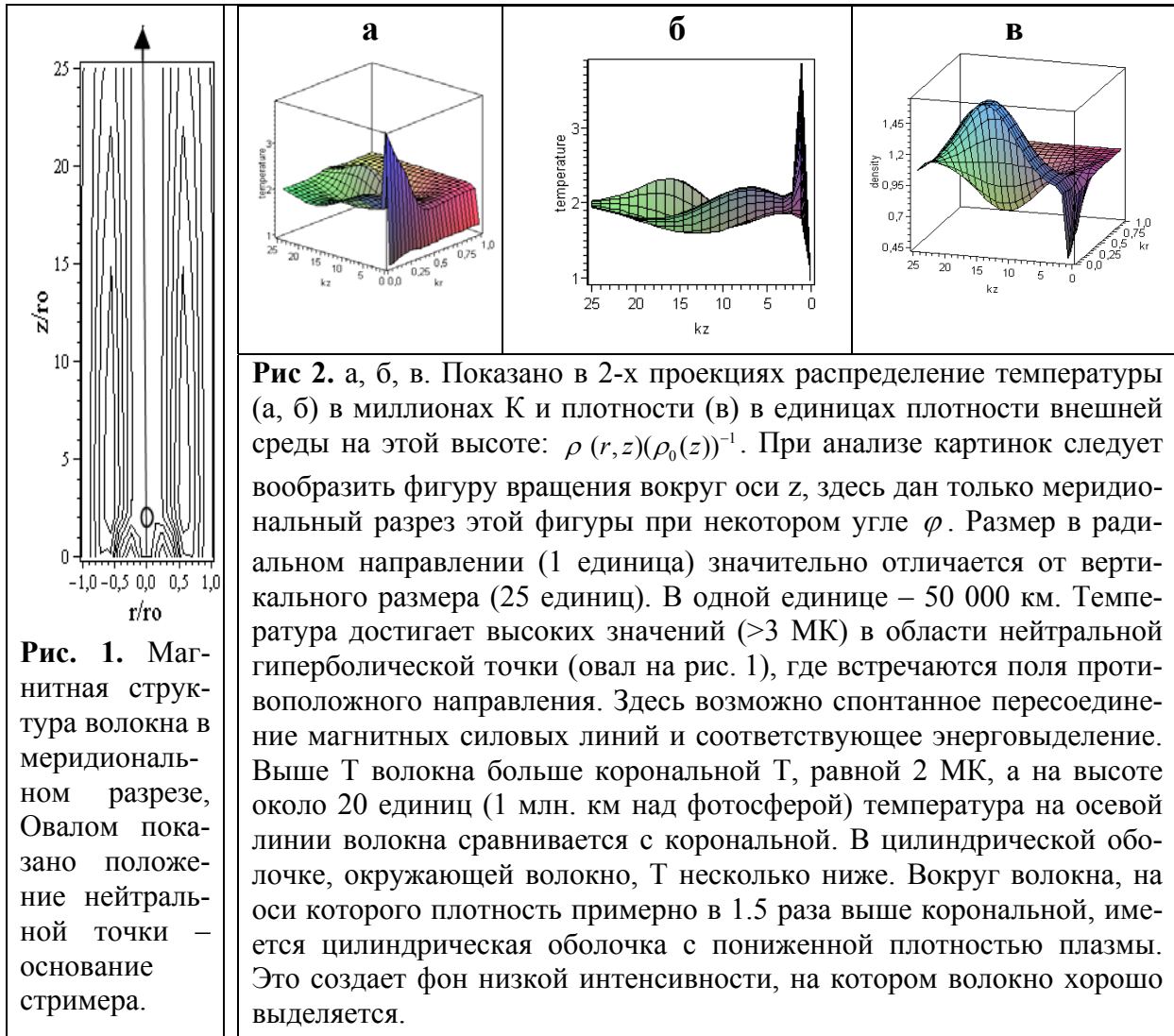
Здесь $P_0(z)$ и $\rho_0(z)$ – давление и плотность газа в атмосфере, свободной от магнитного поля (см. [6]); нижние значки у A обозначают производные по соответствующей координате. В [3] магнитная структура куполообразной конфигурации со стримером задавалась в сложной форме при помощи эллиптических интегралов, мы же будем описывать магнитный поток в касповой структуре со стримером на языке элементарных функций:

$$A(r, z) = \frac{B_0}{k^2} \left[\frac{(kr)^2 \exp(-b(kr)^2)}{\exp(bkz - a) + 4} - 2b(kr)^6 \exp(-(bkr)^2 - c(kz)^2) \right], \quad (10)$$

и для продольного тока примем линейную зависимость от магнитного потока: $\Omega(r, z) \equiv \Omega(A) = wkA(r, z)$. Здесь B_0 – единица измерения магнитного поля, k – обратный линейный масштаб задачи, a, b, c, w – некоторые положительные константы распределения, позволяющие варьировать его геометрическую структуру. Первое слагаемое в (10) описывает куполообразную магнитную конфигурацию, которая достаточно резко ограничена по высоте ($kz \leq a$), а второе слагаемое – «внешнее» поле, которое слабо изменяется

с высотой, если $c \ll 1$. Вид магнитной структуры волокна при $a=2$, $b=3$, $c=0.01$, $w=6$ дан на рис. 1. Расчет давления, плотности и температуры проведен при $k=(50Mm)^{-1}$, $B_0=5G$.

После того, как задача МГС решена, возникает вопрос о механизме нагрева той области, где по условиям равновесия требуется более высокая температура. В нашей модели эта область, с одной стороны, совпадает с областью резкого разрежения плазмы, а, с другой стороны, как видно из рис. 1, это та область, где имеется нейтральная точка и где, следовательно, возможны эффективные пересоединения магнитных силовых линий.



Работа частично поддержана грантом НШ-3645.2010.2.

Литература

1. Kouschty S.L., M.A. Livshitz. Space Sci. Rev. **61**, 293 (1992)
2. Кучми С.Л., М.М. Молоденский, В.Л. Мерзляков. Астрон.ж. **78**. 953 (2001)
3. Кучми С.Л., Молоденский М.М. Письма в АЖ **31**, №6, 447 (2005)
4. Filippov B.P., Kouschty S.L., Golub I. Geomag. and Astron. **49**, no.8, 1109 (2009).
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука.(1982).
6. Соловьев А.А. Астрон. Журнал **87**, №1. 93, 2010.

ВАРИАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РАЗНЫХ КЛАССОВ В 21-23 ЦИКЛАХ

Сотникова Р.Т.

Иркутский государственный университет, Иркутск

VARIATIONS OF THE SOLAR X-RAY FLARES ENERGY SPECTRUM OF ACTIVE REGIONS OF DIFFERENT CLASSES IN 21-23 CYCLES

Sotnikova R.T.

Irkutsk State University, Irkutsk

Distributions of time-integrated energy values of solar and stellar flares can be represented by power function $N \sim E^{-\beta}$. Power energy spectrum was also found for X-ray flares (1–8 Å) and certain correlation between spectral index β and the phase of 11-year cycle was revealed. It is possible that the reason of variations of index β according to activity cycle is the change of percentage of powerful and weak spot groups as the numbers of flares in these groups are substantially different. If the indices β are different for flares of these groups, it makes possible the change of index β for whole Sun during the cycle, even if β of groups of the same class cycle does not change during the cycle.

In presented work X-ray flares in sunspot groups of all evolution classes (according to Zurich classification) were studied. It is revealed, the positive correlation between β and the phase of 11-year cycle for flares of A, B, C, D, E, F, H classes was revealed. Moreover, there is a difference between spectral indices of even 22 cycle and odd 21 and 23 cycles – this is typical for 22-year magnetic cycle. The obtained results may be evidence that the global solar parameters changing during solar cycle, e.g. general magnetic field, influence on solar flares origin.

Анализ энергетического спектра вспышек, то есть зависимости средней частоты вспышек от их полной энергии, является в настоящее время распространенным методом статистического исследования энергетики звездных вспышек. Оценки энергии звездных и солнечных вспышек [1–3] показывают, что распределения их интегральных по времени значений энергий могут быть представлены степенной функцией: $N \sim E^{-\beta}$. Степенная зависимость часто используется для изучения общих законов возникновения и развития вспышек разного типа и в различных диапазонах [4, 5]. Такой же характер энергетического спектра был доказан и для солнечных вспышек мягкого рентгеновского диапазона (1–8 Å) [6]. Энергетический спектр вспышек Солнца можно строить для короткого интервала времени (год). Для этого рассчитывается накопленное число вспышек за год $N(E > E_m)$ с энергией $E > E_m$ заданной, которое аппроксимируется степенной функцией:

$$N(E > E_m) = \int_{E_m}^{\infty} n(E) dE \sim E_m^{-\beta}.$$

Накопленное число вспышек используется для уменьшения влияния случайного разброса значений. В координатах $\lg E - \lg N$ по линейной части интегрального энергетического спектра определяется показатель спектра β , который равен угловому коэффициенту прямой: $\beta = -d\lg N/d\lg E$.

На рис. 1 представлен энергетический спектр солнечных вспышек мягкого рентгеновского диапазона 1–8 Å, построенный по наблюдениям 21527 таких вспышек в пределах всего 23 цикла солнечной активности. Обработка данных [8] выполнена по методике [7]. Для 21 и 23 циклов солнечной активности соответственно $\beta = 0,604 \pm 0,016$ и $\beta = 0,559 \pm 0,017$, что находится в хорошем согласии с общей картиной энергетических спектров звезд – активных красных карликов [1], показатель спектра которых заключен в интервале от 0,4 до 1,4.

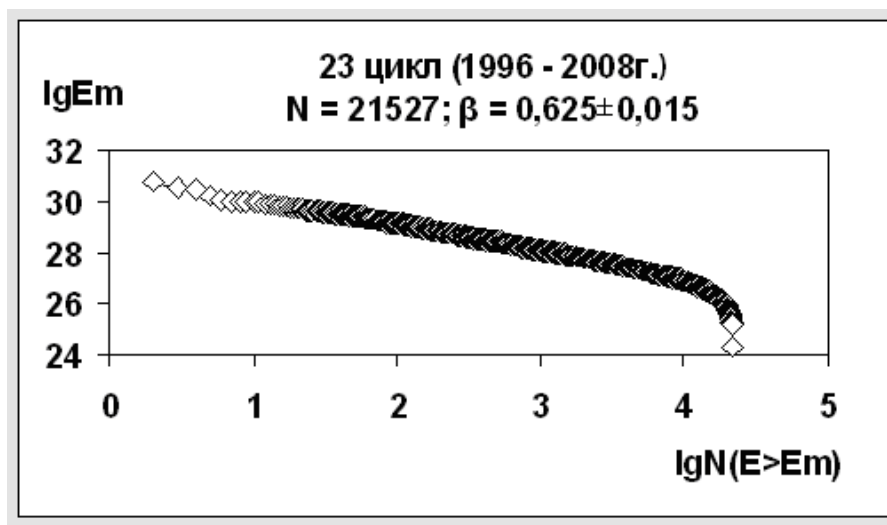


Рис. 1.

Величина спектрального индекса определяет, какие именно вспышки вносят основной вклад в полное излучение всех вспышек за определенный временной интервал: если $\beta < 1$ – это редкие, но мощные вспышки, если $\beta > 1$ – частые, но слабые события.

Совпадение энергетических спектров вспышек звезд и Солнца по степенной зависимости и по спектральному индексу свидетельствует об идентичности физической природы вспышечной активности этих объектов, а интерпретация степенного характера зависимости $N(E)$ может дать дополнительную информацию о природе вспышек. Попытки такого анализа энергетических спектров разными авторами сводятся к поискам физического механизма и соответствующих теорий возникновения вспышек. В частности, концепция лавин, рассматривающая солнечные вспышки как суперпозицию многочисленных элементарных процессов пересоединения в корональных самоорганизующихся магнитных полях, дает степенное распределение вспышек по энергиям, но, в рамках этих представлений, показатель спектра не должен зависеть от уровня солнечной активности.

В предыдущих работах автора были рассчитаны индексы β для каждого года за период 21 и 22 циклов солнечной активности (1977–1995 г.) и обнаружена уверенная корреляция спектрального индекса β с фазой 11-летнего цикла. Однако результат был получен для вспышек всего Солнца и не может отражать физическую причину такой корреляции, поскольку возможно, что β изменяется в цикле только за счет того, что с циклом активности изменяется процентное соотношение мощных и слабых групп пятен, число вспышек в которых существенно разное. И, если β для вспышек от этих групп различно, это может привести к изменению β в цикле для всего Солнца, даже если от групп одного и того же класса β на протяжении цикла не изменяется. Если изменение β отражает физическую причинно-следственную связь, то это может свидетельствовать в пользу того, что на возникновение вспышек влияют глобальные характеристики Солнца, также изменяющиеся с циклом, например, общее магнитное поле. Если это верно, то β должно изменяться с циклом, как для вспышек всего Солнца, так и для вспышек групп пятен каждого класса.

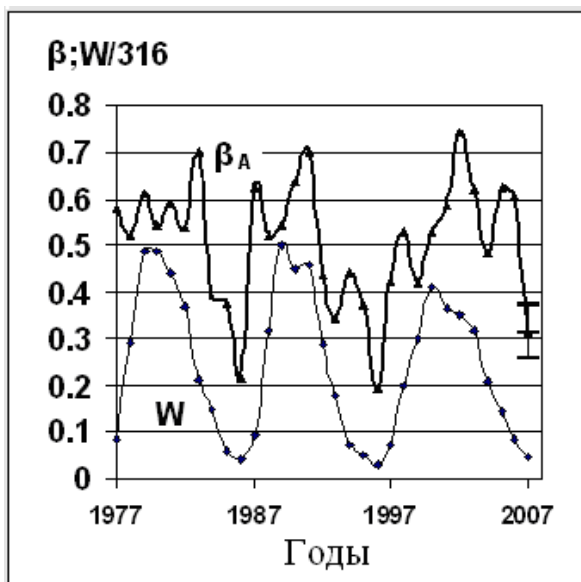


Рис. 2.

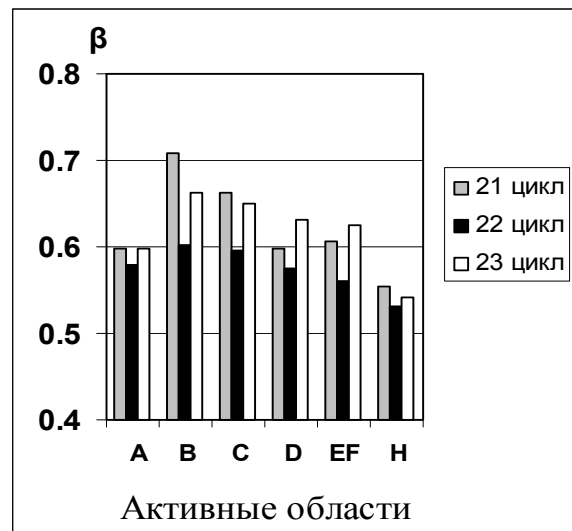


Рис. 3.

Цель данной работы – исследовать поведение β в трех циклах солнечной активности для вспышек групп пятен каждого класса (по цюрихской классификации). По данным [8] выполнено сопоставление каждой рентгеновской вспышки с соответствующей ей активной областью. На первом этапе исследований задача состояла в том, чтобы выявить вспышки, соответствующие с активными областями, и вспышки, не соответствующие группам пятен, так называемые «беспятенные» и, в зависимости от этого, разделить все вспышки на две группы – от активных (АО) и неактивных (НО) областей. В дальнейшем, для группы АО были выявлены вспышки, соответствующие группам пятен класса А, В, С, D, E-F, H и создана база данных по вспышкам для каждого из этих классов.

Интегральные энергетические спектры солнечных вспышек построены для вспышек групп пятен каждого класса и каждого года отдельно – с 1977 по 2007 г.

Выявлено, что положительная корреляция β с фазой 11-летнего цикла (числами Вольфа) присутствует для вспышек всех групп пятен, в том числе и для самых слабых групп класса А (рис. 2); справа показан доверительный интервал на уровне значимости 0,95.

Для интервала времени не год, а цикл распределение β в трех циклах для вспышек разных групп пятен показано на рис. 3. Циклические значения β обнаруживают присутствие 22-летней модуляции, что соответствует периоду переполюсовки общего магнитного поля. В таблице приведены численные значения показателя β в 21–23 циклах.

	А	В	С	Д	Е-Ф	Н
21	0,623±0,09	0,698±0,06	0,678±0,05	0,598±0,03	0,607±0,02	0,554±0,07
22	0,580±0,10	0,602±0,07	0,595±0,04	0,575±0,03	0,580±0,03	0,532±0,08
23	0,598±0,09	0,662±0,07	0,650±0,05	0,632±0,03	0,625±0,02	0,542±0,05

Полученные результаты показывают, что у вспышек групп каждого класса присутствует корреляция β с 11-летним циклом и модуляция β с периодом 22 года. То обстоятельство, что β вспышек всех групп коррелирует с циклом пятен и магнитным циклом, служит аргументом в пользу представления об их физической взаимосвязи и внутренних причинах цикличности. В таком случае теория вспышек должна учитывать не только магнитные поля в области самой группы, но и общее магнитное поле Солнца.

Литература

1. Гершберг Р.Е. Вспыхивающие красные карликовые звезды // Успехи физических наук. 1998. Т. 168, № 8. С. 891–898.
2. Hudson H.S. Solar flares, microflares, nanoflares, and coronal heating // Solar Phys. 1991. V. 133. P. 357–369.
3. Курочка Л.Н. Распределение энергии 15 тысяч солнечных вспышек // Астрон. журн. 1987. Т. 64, №2. С. 443–446.
4. Veronig A., Temmer M., Hanslmeier A., et al. Temporal aspects and frequency distributions of solar soft X-ray flares. // Astron. Astrophys. 2002, V.382, P. 1070–1080.
5. Yashiro S., Akiyama S., Gopalswamy N., et al. Different power-law indices in the frequency distributions of flares with and without coronal mass ejections. // Astrophys. J. 2006. V.650. P. L143–L146
6. Kasinsky V.V., Sotnikova R.T. Variation of the Solar flare energy spectrum over the 11-year activity cycle // Solar and Stellar Flares. I.A.U. Colloq. N 104. Poster Papers. Stanford. 1989. P. 255–258.
7. Sotnikova R. X-ray solar flares in two cycles of solar activity // ASP Conference Series, V. 234. 2001. CD-ROM. (Proc. of Conference held in Mondello (Palermo), Italy, 4–9 September 2000)
8. PRAF of Solar Geophysical Data. 1972–2008. NOAA-USAF Space Environment Center, US Department of Commerce Boulder, Colorado.

ОСОБЕННОСТИ ТОКОВОЙ СИСТЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ ЭПОХИ МИНИМУМА

Старкова Л.И., Мерзляков В.Л.

ИЗМИРАН, Троицк, Россия

CURRENT SYSTEM OF SOLAR CORONA IN MINIMUM ACTIVITY

Starkova L.I., Merzlyakov V.L.

IZMIRAN, Troitsk, Russia

The positions of the polarization plane of coronal emission have been determined. The analyzed data were obtained during the total solar eclipse of 1 August 2008. The regions were found in which the deviation of the polarization plane from tangential direction are 1° – 5° . There are three maxima of the deviation at the distance 1.29, 1.8, 2.5–2.7 R_S from the Sun's center. The latitude of change of the deviation sign coincides with the disposition of solar magnetic equator that was 14° declination to solar equator. These results show to the quadrupolar current system. The difference of values of the deviation of the polarization plane ($>15\%$) between hemispheres can be caused by asymmetry current system.

Введение

В исследовании физических процессов солнечной короны вопрос о токах остается до сих пор нерешенным. Один из путей решения этого вопроса предложил М.М. Молоденский, высказав идею о возможности использования данных о поляризации короны [1]. Им было показано, что электронная составляющая токов существенно влияет как на величину поляризации, так и на положение плоскости поляризации (ПП). Так, при скоростях потока электронов равных тепловым ($2 \cdot 10^6$ К) отклонение ПП от касательной к лимбу составит 2° .

При анализе поляризационных снимков, полученных во время солнечных затмений, отклонения ПП доходили до 5° . Однако используемое оборудование не позволяло получать надежные данные о положении плоскости поляризации. Существенное влияние на результаты анализа оказывала и фотосферная активность Солнца [2].

Использование в 2008 г. малошумящего цифрового приемника при регистрации излучения позволили более надежно провести измерения. Кроме того, с 2007 года солнечная активность находится на самом низком уровне за последние 100 лет.

Расчеты положения плоскости поляризации

Предлагаемое исследование положения ПП основано на данных, полученных во время солнечного затмения 1 августа 2008 г. При наблюдениях были использованы телескоп ($F = 400$ мм) и цифровая камера *Canon 30D* (8 Мп). Съемка велась через поляризационный фильтр при трех поло-

жениях оси пропускания через 120° . На рис. 1 приведен снимок короны, снятой с экспозицией $\frac{1}{4}$ секунды, с нанесенной гелиографической сеткой (вверху север, слева – восток). Линией показана ориентация поляризации рассеянного излучения в земной атмосфере.

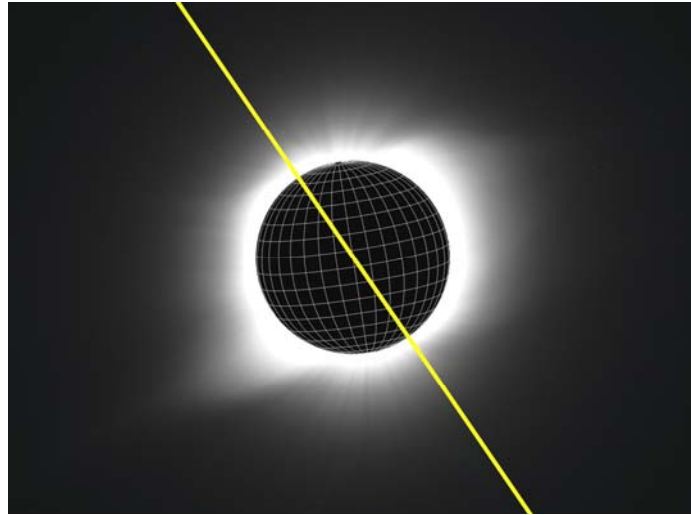


Рис. 1.

Имея значения величин интенсивностей I_i по трём снимкам и начальное положение оси поляроида φ , вычисляем суммарную (корона + небо) ориентацию ПП χ :

$$\operatorname{tg}2(\chi - \varphi) = \sqrt{3} (I_2 - I_3) / (2I_1 - I_2 - I_3). \quad (1)$$

Определив по формуле (1) величины χ в исследуемых областях и зная ориентацию линейной поляризации рассеянного излучения неба γ , находим положение ПП χ_k К-короны из соотношения [3]:

$$\operatorname{tg}2(\chi - \gamma) = \sin2(\chi_k - \gamma) / (I_a/I_k + \cos2(\chi_k - \gamma)), \quad (2)$$

где I_a/I_k отношение излучений поляризованных компонент неба и короны.

Результаты расчетов

Расчеты положения χ_k по формулам (1) и (2) проводились с использованием пакета IDL в радиальных относительно центра Солнца направлениях от $1.2 R_S$. В обоих полушариях были обнаружены приэкваториальные зоны шириной $\approx 30^\circ$ со стабильными (до 5°) отклонениями χ_k от тангенциального к лимбу направления. Максимальные отклонения наблюдались на широтах 28°N и 30°S . Смена знака χ_k зафиксирована на 13°N и 16°S . В указанных широтных зонах отмечаются пики величины отклонения ПП на расстояниях 1.29, 1.8, 2.5–2.7 R_S . Следует отметить, что на период затмения июль – август 2008 г. граница смены знака отклонений совпала с углом наклона 14° магнитного диполя Солнца.

Поскольку в областях N-W и S-E вблизи обнаруженных максимальных отклонений χ_k ориентация γ близка к тангенциальному к лимбу направлению (рис. 1), то в соотношении (2) можно перейти к угловой мере и провести аналитическую аппроксимацию $\chi_k - \gamma$. В интервале $r = 1.2 - 3.0 R_S$ для эпохи минимума солнечной активности излучение $I_k = I_o r^{-5.5} (0.7 - 0.5 r^{-3})$, $I_a = \text{const}$, а на расстоянии $2.2 R_S$ интенсивности $I_a = I_k$. Для вариации числителя $\chi_k - \gamma$ (2) удалось подобрать периодическую функцию вида:

$$\chi_k - \gamma = A (1 + 0.4 \sin(18(r - r_o))). \quad (3)$$

Функция (3) аппроксимирует два первых пика с разными фазами $r_o = 0.15, 0.31 R_S$ соответственно для максимумов на $1.29 R_S$ и $1.8 R_S$. На рис. 2 показаны эти аппроксимации для области N-W (26°), сплошная синусоидальная кривая ($A = 3.8^\circ$) относится к первому пику, пунктирная кривая ($A = 3.6^\circ$) – ко второму. Наблюдаемое отклонение $\delta\chi = \chi - \gamma$, отмеченное на рис. 2 более тонкой линией, демонстрирует “отрицательный” пик на $2.5 R_S$.

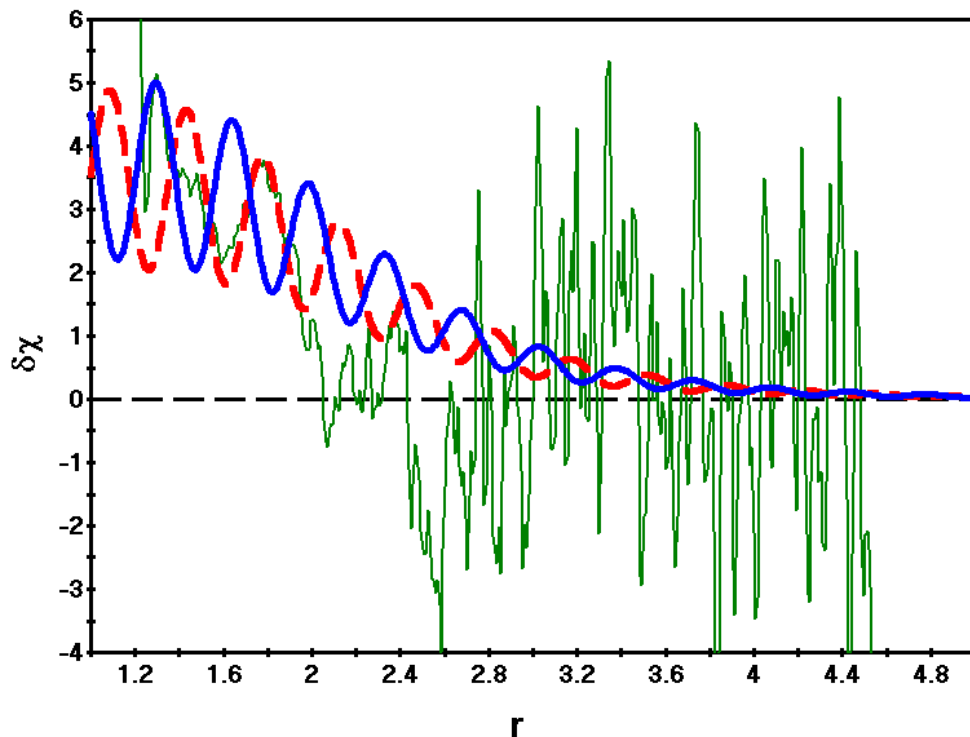


Рис. 2.

Аналогичная вариация $\delta\chi$ для S-E области аппроксимируется той же функцией (3), но с меньшими величинами соответствующих амплитуд: $A = 3.3^\circ, 3.0^\circ$ (см. рис. 3). Вариация искомого отклонения χ_k от тангенциального к лимбу направления составляет $2^\circ - 5^\circ$.

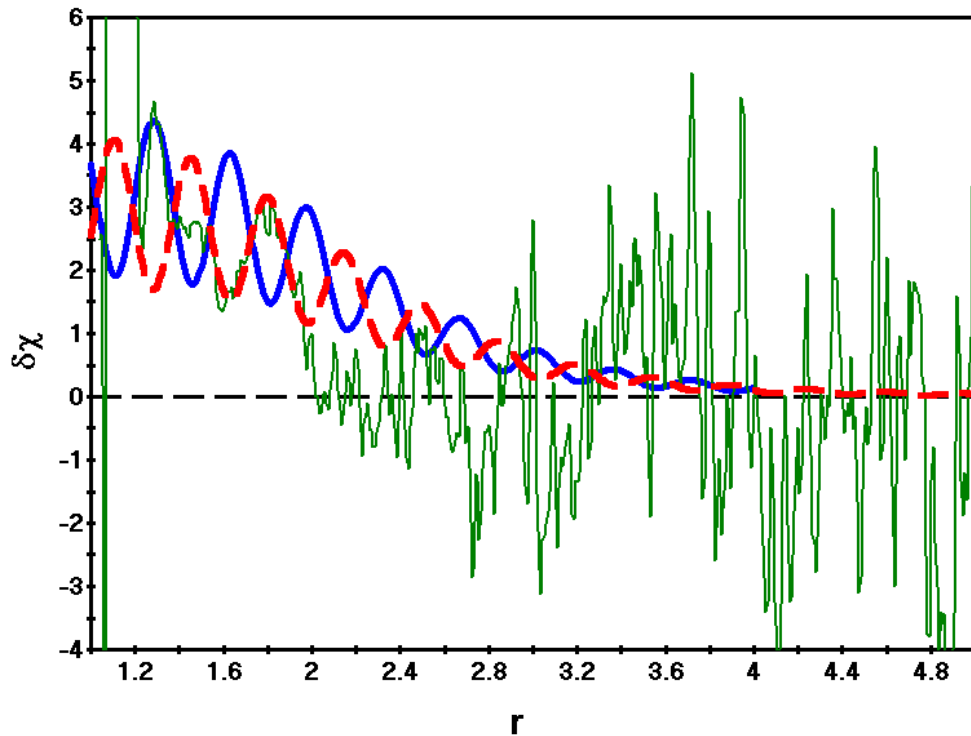


Рис. 3.

Обсуждение результатов

Найденные особенности широтных и радиальных вариаций отклонений ПП от тангенциальных к лимбу направлений, вероятно, являются проявлением локальных токов в солнечной короне. Токи текут преимущественно по долготе. Наличие пиков (рис. 2, рис. 3) показывает высотную неоднородность плотности токов. Направление токов в разных полусферах противоположное. Магнитный экватор глобального поля Солнца эти токи разделяет. Обнаруженные особенности токовых систем согласуются с гипотезой Веселовского [4] о существовании токового квадруполья, связанного с тороидальной компонентой солнечного магнитного поля.

Обнаруженное различие на 15% (см. рис. 2 и рис. 3) по параметру A (3) вариации $\chi_k - \gamma$ предполагает существенную асимметрию токовых систем в разных полусферах. В таком случае асимметрия должна иметь место и для величин тороидальных магнитных полей, на что было указано в [4].

Авторы благодарят С.А. Богачева (ФИАН) за помощь в подготовке программ расчетов положения плоскости поляризации.

Литература

1. Molodensky M. M. // Solar Phys., 1973, v. 28, p. 465.
2. Kishonkov A. K., Molodensky M.M. // Solar Phys., 1975, v. 42, p. 341.
3. Фесенков В. Г. // Астрон. журнал, 1958, № 5, с. 681.
4. Веселовский И. С. // Солнечно-земная физика, 2004, вып. 6, с. 119.

РОЛЬ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В МОДЕЛЯХ СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО

Степанов Д.И., Понявин Д.И.

Институт Физики СПбГУ, Санкт-Петербург, bellatrix@gmail.com

ROLE OF THE MERIDIONAL CIRCULATION IN SOLAR DYNAMO MODELS

Stepanov D.I., Ponyavin D.I.

Saint Petersburg State University

This work is devoted to the analysis of kinematic model of solar dynamo. The main components of this model are: differential rotation, meridional circulation, alpha-effect, turbulent diffusion, and magnetic buoyancy mechanism. Each of these components plays its own role in the whole «dynamo-orchestra».

Until a recent times it was a little known about meridional circulation. Meridional circulation is a weak flow in meridional plane. It is directed toward the poles on solar surface. The relevance of this flow in different dynamo models is conventionally accepted. The data of last years [2] has thrown light on the behavior of meridional circulation during the solar activity cycle.

We investigate the degree of influence of meridional circulation and it's variability by modeling solar dynamo with real profile and approximate features of the flow.

Введение

В данной работе рассмотрена кинематическая модель солнечного динамо. Основными ингредиентами данной модели являются: дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция, альфа-эффект, турбулентная диффузия и механизм магнитной «плавучести». Каждый из вышеперечисленных компонентов играет свою партию в общем «динамо-оркестре».

Долгое время из-за трудности обнаружения было мало что известно о меридиональной циркуляции. Меридиональная циркуляция (небольшая по величине в сравнении с другими видами конвективных движений) представляет собой особый вид течения в меридиональной плоскости и направлено у солнечной поверхности к полюсам.

Астрономические данные последних лет [2] значительно расширили представления о меридиональной циркуляции. Оказалось, что скорость меридиональной циркуляции изменяется в течение цикла. Решая численно уравнения солнечного динамо, мы показали, в чем именно выражается влияние переменного профиля меридиональной циркуляции на цикл солнечной активности.

Описание модели

В данной модели магнитное поле представлено в осесимметричной форме:

$$B = B(r, \theta)e_\phi + \nabla \times [A(r, \theta)e_\phi],$$

где $B(r, \theta)$ и $A(r, \theta)$ соответствуют тороидальной и полоидальной компонентам.

Стандартные уравнения $\alpha\omega$ -динамо записываются в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial t} &= -\frac{1}{s}(v \cdot \nabla)(s \cdot A) + \eta_p \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2}\right)A + \alpha B \\ \frac{\partial B}{\partial t} &= -\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r}(rv_r B) + \frac{\partial}{\partial \theta}(v_\theta B) \right] + \eta_t \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2}\right)B + s(B_p \cdot \nabla)\Omega + \frac{1}{r} \frac{d\eta_t}{dr} \frac{\partial}{\partial r}(rB), \end{aligned}$$

где $s = r \cdot \sin\theta$, $v(r, \theta)$ – скорость меридиональной циркуляции, $\Omega(r, \theta)$ – угловая скорость, $\alpha(r, \theta)$ – коэффициент, описывающий генерацию полоидального поля из тороидального (α -эффект). η_p и η_t коэффициенты диффузии для полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля.

Более подробную информацию о профилях и основных аспектах данной модели можно найти в [1], однако следует указать, что мы исследуем транспортную модель солнечного динамо с высокой диффузией ($\eta_{surf} \sim 3,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$). О различиях между моделями с разными диффузиями можно ознакомиться в [3].

Модель торможения меридиональной циркуляции

По последним данным, скорость меридионального течения не является величиной постоянной и зависит от фазы цикла солнечной активности. Скорость меридиональной циркуляции в максимуме солнечной активности значительно ниже, чем в минимуме [2].

Для того чтобы реализовать данный эффект, нами была предложена следующая модель торможения меридиональной циркуляции:

$$V_{MC} = \frac{F_\Omega - F(B_\phi)}{k}, \quad F = \frac{B_\phi^2}{r \sin \theta},$$

где B_ϕ – тороидальная компонента магнитного поля, усредненная по области тахоклина ($r_t = 0.72R_o$), а параметры F_Ω и k выбирались таким образом, чтобы динамо не затухало, при этом профиль скорости вел себя подобно наблюдаемому. Данная модель иллюстрирует торможение меридиональной циркуляции силами Лоренца. Так как наиболее сильными полями являются тороидальные на дне конвективной зоны, они и берутся нами в расчет.

На Рис. 1 схематически представлена модель торможения меридиональной циркуляции. Овалом и крестиками обозначено тороидальное поле (B_ϕ), вызывающее силу Лоренца F , которая в свою очередь оказывает тормозящее действие на циркуляцию.

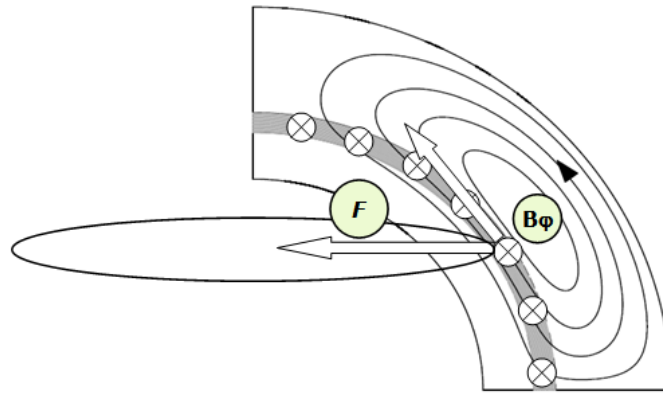


Рис. 1. Модель торможения меридиональной циркуляции.

Результаты моделирования

Основной характеристикой транспортных моделей солнечного динамо является обратная связь скорости циркуляции и периода солнечного цикла,

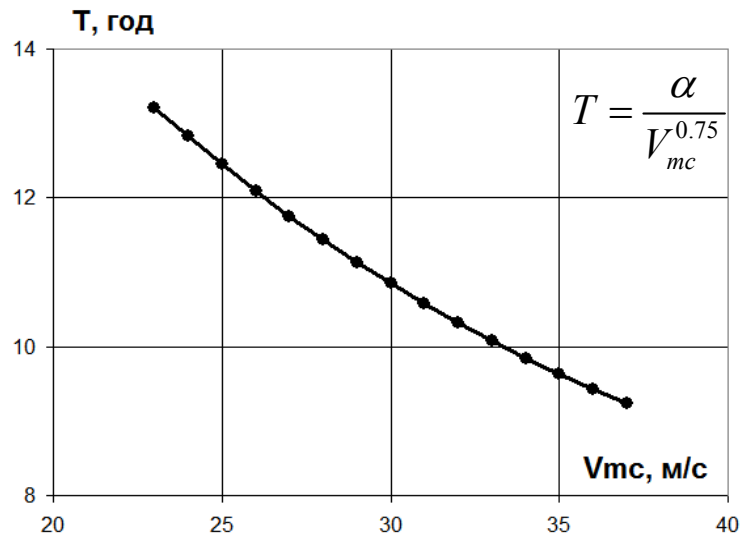


Рис. 2. Период цикла солнечной активности.

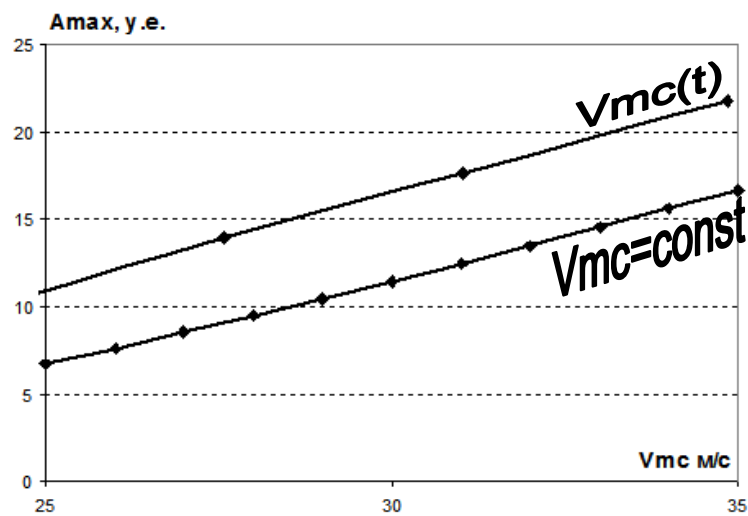


Рис. 3. Максимум полоидального поля на поверхности.

что наглядно представлено на графике Рис. 2. Магнитные поля, как тороидальные так и полоидальные, растут при увеличении скорости меридионального течения. Вслед за полями растет и пятенная активность, а также увеличивается максимальная широта появления пятен.

Основным отличием модели торможения меридиональной циркуляции является наличие более сильного полоидального поля (Рис. 3). Также наблюдается изменение формы циклов (активность на спаде цикла и в минимуме значительно возрастает) и повышение максимальной широты пятнообразования.

Обсуждение

В данной работе была рассмотрена транспортная модель солнечного динамо с учетом и без учета торможения меридиональной циркуляции. Работа динамо поддерживается за счет трех основных процессов: генерации, переноса и диффузии магнитного поля. В зависимости от того, какой процесс доминирует, динамо приобретает те или другие свойства. Меридиональная циркуляция отвечает за перенос поля к полюсам, что способствует переполюсовке магнитного поля, а, следовательно, напрямую влияет на период солнечного цикла. Диффузия, в свою очередь, разрушает поля. Следовательно, чем больше скорость циркуляции, тем меньше времени для «распада» полей, что ведет к более сильному циклу.

Мы показали, что основная специфика модели торможения меридиональной циркуляции заключается в удержании магнитных полей на фазе спада цикла активности, а также в ускорении процесса переполюсовки полей возле минимума. В результате чего мы получаем более активную фазу спада и более сильное полоидальное поле.

Литература

1. *Chatterjee P., Nandy D., Choudhuri A.R.* // Full-sphere simulations of a circulation-dominated solar dynamo: Exploring the parity issue, *Astron. Astrophys.*, 2004, 427. 1019-1030.
2. *Hathaway D.H., Rightmire* // Variations in the Sun's meridional flow over a solar cycle, *Science*, 2010, 327. 1350-1352.
3. *Yeates A.R., Nandy D., Mackay D.H.* // Exploring the physical basis of solar cycle predictions: flux transport dynamics and persistence of memory in advection- versus diffusion-dominated solar convection zones, *Astrophys.J.*, 2008, 673:544-556.

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТЕ 245 МГц КАК ИНДИКАТОР НОВОГО РЕЖИМА УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

Струминский А.Б.

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

OBSERVATIONS OF RADIO EMISSION AT 245 MHz AS AN INDICATOR OF NEW REGIME OF ELECTRON ACCELERATION AND PLASMA HEATING

Struminsky A.B.

Space Research Institute, Moscow, Russia

The emission at harmonics of plasma frequency is an indicator of density in the region of non-thermal electron propagation and interaction. We draw attention to sharp radio emission intensity peaks at 245 MHz observed in many eruptive solar flares, which are most likely the resonance ones and correspond to the electron density in the interaction region 10^9 cm^{-3} at heights of $\sim 10^5 \text{ km}$. The peaks are possible indicator of transition from impulsive to post-eruptive phase (a new regime of electron acceleration and plasma heating). The event of 2005 September 13 (X1.5/2B) is a clear example of the successive flaring where the initial flare destabilizes the nearby loops, leading to the filament eruption with the second flare separated by about 13 min. The filament first slowly rose at a speed of 129 km/s after the initial impulsive phase and transited to the rapid eruption phase with a speed of 402 km/s close to the moment of the 245 MHz peak. During the second event of this day (X1.7/1B) the filament eruption and emission at 245 MHz were not observed. A similarity of plasma temperature and 245 MHz radio emission intensity time profiles observed during some gradual X-ray flares ($>X1$) allows considering a similar scenario of their development.

1. Введение

В солнечной вспышке 6 декабря 2006 примерно первые 15 мин ее развития температура вспышечной плазмы, вычисленная по данным двух энергетических каналов GOES, оказалась пропорциональной логарифму интенсивности жесткого рентгеновского (HXR) излучения $>150 \text{ кэВ}$ (темп антисовпадательной защиты спектрометра на ИНТЕГРАЛе (ACS SPI)) [1]. Величина температуры определялась мгновенной энергией нетепловых электронов, а нагрев и охлаждение осуществлялись практически безинерционно. После 15 мин температура плазмы спадала на фоне достаточно высокого темпа счета ACS SPI, т.е. значительные потоки нетепловых электронов уже не могли обеспечить эффективный нагрев плазмы. Возможно, это было связано с началом эффективного охлаждения в результате взрывного расширения плазмы и преимущественным взаимодействием электронов в разреженной среде.

Последнее предположение основывалось на наблюдении резких пиков радиоизлучения на частоте 245 МГц в момент нарушения связи между

температурой плазмы и логарифмом интенсивности жесткого рентгеновского излучения. Радиоизлучение на частоте 245 МГц может генерировать плазма с электронной плотностью $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ при взаимодействии с потоками нетепловых электронов. Такая плотность плазмы в короне соответствует высотам 10^4 - 10^5 км.

Событие (X1.5/2B, 19:22 UT) 13 сентября 2005 является ярким примером последовательного развития вспышечного процесса [2-4], когда импульсная вспышка и последующая длительная вспышка, связанная с быстрой эрупцией волокна, были разнесены во времени примерно на 13 минут. Такое разделение во времени позволило детально исследовать процесс эрупции волокна, определить его высоту и скорость движения на разных стадиях этого события [3]. На фазе спада длительной вспышки в 23:17 UT произошла вторая одиночная импульсная вспышка (X1.7/1B), которая, по всей видимости, не сопровождалась мощными эруптивными процессами. Интересно проверить на примере этих трех последовательных событий 13 сентября 2005 года, выполняется ли наша гипотеза о связи радиоизлучения на частоте 245 МГц с быстрым движением плазмы и ускорением частиц на больших высотах в короне.

2. Анализ наблюдений 245 МГц 13 декабря 2005

На рис. 1 показаны временные профили температуры плазмы и интенсивности радиоизлучения 245 МГц в двух импульсных вспышках – X1.5/2B (черные кривые) и X1.7/1B (серые кривые). За ноль были выбраны соответственно моменты времени 19:22 UT и 23:17 UT 13 сентября 2005. Первые 15 мин развития этих вспышек наблюдалось обрезание низкочастотной части спектра радиоизлучения, что свидетельствовало об ус-

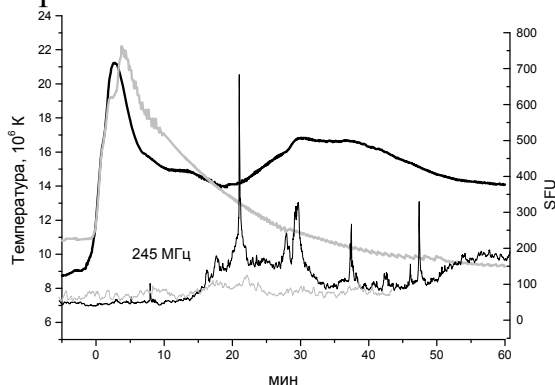


Рис. 1.

электронов глубоко в короне и в замкнутых магнитных конфигурациях. В первой вспышке произошел один всплеск радиоизлучения на частотах >1415 МГц (плотность $>2.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). К сожалению, данные RHESSI по HXR для этого времени отсутствуют. Согласно [3] до 19:37 UT происходил медленный подъем волокна со скоростью 129 км/с примерно до 10^5 км. Во время второй вспышки наблюдалось два всплеска интенсивности HXR и радиоизлучения, причем минимальная радиочастота ограничивалась соответственно 4995 МГц ($3.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и 1415 МГц ($2.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$).

Медленный рост интенсивности излучения на 245 МГц начался примерно с 15 мин (19:37 UT) и происходил во время быстрой эрупции волокна (402 км/с) на высоте более 10^5 км, которая завершилась отрывом КВМ

типа HALO в 20:00 UT. Быстрая эрупция волокна сопровождалась нагревом плазмы и несколькими эпизодами ускорения частиц (HXR и микроволны). На фазе спада второй импульсной вспышки после отрыва KBM в 23:36 UT всплесков интенсивности HXR и микроволнового излучения не наблюдалось, поэтому ускорения электронов не происходило.

3. Обсуждение других случаев

Сходство временных профилей температуры в течение более 60 мин в первом событии 13 сентября 2005 и в событиях 28 октября 2003 и 7 сентября 2005 позволяет предположить сходный сценарий их развития. Некоторые особенности последних двух нами обсуждались ранее [5]. На рис. 2 показаны временные профили температуры вспышечной плазмы, темпа счета ACS SPI и интенсивности радиоизлучения 245 MHz (вне масштаба), измеренные в этих событиях.

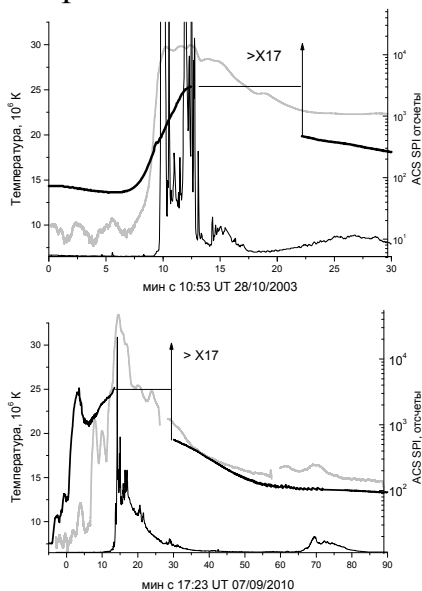


Рис. 2.

Событие 28 октября 2003 года (X17.2/4B) является примером наблюдения пиков интенсивности радиоизлучения на 245 МГц в самом начале импульсной фазы. На верхней панели рис. 2 хорошо видно, что логарифм темпа счета ACS SPI не коррелирует с ростом температуры между 8 и 13 мин, т.е. нарушается связь между температурой и логарифмом интенсивности жесткого рентгеновского излучения. Позднее значительно меньшие потоки нетепловых электронов обеспечивали эффективный нагрев плазмы. Максимум мягкого рентгеновского излучения был в 11:10 UT на фазе спада HXR и соответствовал переполнению высокоэнергичного канала детектора GOES (разрыв кривой температуры).

Относительно слабый нагрев может быть связан с эффективным преобразованием энергии нетепловых электронов непосредственно в кинетическую энергию плазмы. Ключевую роль могли сыграть два обстоятельства. Во-первых, импульсная фаза развивалась на фоне предыдущего выброса корональной массы, который был зафиксирован LASCO в 10:54 UT. Во-вторых, возможно, что потоки нетепловых электронов с жестким спектром не могут равномерно нагревать область вспышки, ответственную за мягкое рентгеновское излучение (SXR). Выделение энергии происходит на значительной глубине и приводит к взрывным процессам. Действительно, вблизи максимумов HXR излучения наблюдалось два мощных акустических пика, отождествленных как «солнцетрясения» [5, 6].

Событие 7 сентября 2005 года (X17.0/3B) является примером другого рода (нижняя панель, рис. 2). Судя по радио наблюдениям, первые 15 мин

вспышка развивалась глубоко в короне, а нетепловые электроны с достаточно мягким спектром обеспечивали эффективный нагрев плазмы примерно до 17:40 UT - SXR максимума. Далее произошел подъем в более высокие области короны и ужесточение спектра ускоренных электронов, что практически совпало с началом радиоизлучения на 245 МГц. Соотношение между интенсивностью SXR и темпом счета ACS SPI, наблюдаемое вблизи максимума события, позволяет сделать вывод о значительном преобладании нетепловой энергии в этот момент. К сожалению, наблюдения SOHO и RHESSI в этом событии не проводились.

4. Заключение

- Мощные солнечные вспышки являются совокупностью нескольких последовательных импульсных вспышек и эрупций волокна.
- Резонансные пики на 245 МГц соответствуют электронной плотности плазмы $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ в области взаимодействия нетепловых электронов на высотах $> 10^5 \text{ км}$.
- Они являются свидетельством быстрого расширения плазмы (эффективного ее охлаждения) в момент эрупции волокна при формировании КВМ.

Автор благодарит И.В. Зимовца за плодотворные обсуждения и неоценимую помощь в первичной обработке наблюдательных данных.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-1285), Президиума РАН (программа П-04) и Минпромнауки РФ (грант НШ-3200.2010.2 поддержки ведущих научных школ).

Литература

1. Струминский А.Б. и Зимовец И.В.. Наблюдения солнечной вспышки 6 декабря 2006: ускорение электронов и нагрев плазмы. // Письма в АЖ. 2010. Т. 36(6). С. 453-461.
2. Nagashima K., Isobe H., et al. Triggering mechanism for the filament eruption on 2005 September 13 in NOAA active region 10808. // *Astrophys. J.* 2007. V. 668. P. 533-545.
3. Wang H., Liu C., Jing J., and Yurchyshyn V. Successive flaring during the 2005 September 13 eruption.// *Astrophys. J.* 2007. V. 671. P. 973-977.
4. Liu C., Lee J., Karlicky M., et al. Successive solar flares and coronal mass ejections on 2005 September 13 from NOAA AR 10808. // *Astrophys. J.* 2009. V. 703. P. 757-768.
5. Струминский А.Б. и Зимовец И.В.. Динамика развития мощных протонных вспышек на Солнце. // Письма в АЖ. 2007. Т. 33(9). С. 690-697.
6. Zharkova V.V. and Zharkov S.I. On the Origin of Three Seismic Sources in the Proton-rich Flare of 2003 October 28. // *Astrophys. J.* 2007. V. 664. P. 573-585.

РОЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ В ФОРМИРОВАНИИ ПОСЛЕВСПЫШЕЧНОЙ АРКАДЫ*

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН

ROLE OF ELECTROMAGNETIC FORCES IN FORMATION POST-FLARE ARCADE

Tlatov A.G.

Kislovodsk mountain astronomical station

The analysis of observation of development of system coronal loops during two-ribbon solar flares, show that lifting of loops, as a rule, occurs self-consistent. For the development description coronal arcades we have assumed that on loops Ampere force which results from interaction of currents directed along loops, with a magnetic field induced by them can operate. Thus the magnetic field directed along an axis of an arcade promotes fast growth of loops with small height and slows down speed of lifting of high loops. Variants of calculation of a configuration of magnetic fields are presented and dynamics estimations coronal loops in solar flares are resulted.

Введение

Развитие послевспышечной корональной аркады как правило рассматривается в рамках общепринятой модели солнечной вспышки [11]. На некоторой высоте в короне существует нулевая линия. На ней возникает токовый слой, в котором происходит пересоединение силовых линий. Нагретая и ускоренная плазма вытекает из него вверх и вниз. Потoki тепла и быстрых частиц вызывают нагрев хромосферы и ее испаряют, т.е. вызывают расширение горячей и плотной плазмы вверх и заполняют ее замкнутые силовые трубки [9]. Так образуются горячие рентгеновские петли, расположенные ниже области пересоединения. В ходе пересоединения область перемещается вверх и образует новые более крупные арки силовых линий. Это соответствует расширению петельной системы. Нагретые участки хромосферы, откуда испаряется плазма, образует вспышечные ленты, расходящиеся от линии раздела полярности по мере развития вспышки [1, 21]. Несмотря на широкое признание стандартной модели, количественное ее обобщение в трех измерениях еще широко не принято [13].

Современная группировка космических солнечных обсерваторий позволяет наблюдать корональные петли в беспрецедентных деталях. УФ спектрометр на спутнике Hinode (EIS) обеспечивает высокое пространственное и спектральное разрешение наблюдений в широком диапазоне температур наблюдаемых в короне. Рентгеновский телескоп (XRT) на

* Статья публикуется в порядке дискуссии.

Hinode дополняет эти регистрации наблюдениями с высоким пространственным и временным разрешением. Разнесенные по орбите одинаковые космические аппараты STEREO позволяют исследовать геометрию петель. Спутник TRACE обеспечивает в настоящее время высокое пространственное разрешение изображения солнечной короны.

Наблюдения корональных петель показывают, что они имеют физические свойства, которые трудно согласовать с теоретическими моделями. Так, основное предположение стандартной модели основано на том, что магнитная энергия солнечных вспышек высвобождается на токовых слоях. Следовательно, во время вспышки происходит только перераспределение токов уже существующих в короне [14]. Поэтому некоторые модели предполагают существование токовых магнитных петель, взаимодействующих во время вспышек [15]. Существуют наблюдательные подтверждения существования токовых петель. Так, в работе [11] показано, что всплывающие силовые магнитные трубки имеют скрученность, что говорит о существовании вертикальных токов, которые распространяются в корональные петли. Также известно, что новые петли взаимодействуют с прежними корональными петлями. Это явление известно как "взаимодействующие вспышечные петли" и используется для описания тесного контакта магнитных петель при их вертикальном движении [2,6,7].

В работе [9] рассмотрен механизм, основанный на индуктивном взаимодействии движущихся соседних петель. С помощью этой модели были изучены эффекты динамического взаимодействия движущихся петель, в частности, колебания и рост температуры.

В данной работе рассмотрена модель эволюции корональных петель в результате взаимодействия токов, текущих вдоль петель, с возбуждаемым ими же магнитным полем. Этот механизм может быть применен как для уединенных токовых петель, так и для корональной аркады, в которых протекают токи одного направления.

Эволюция одиночной петли

Рассмотрим баланс сил, действующих на одиночную петлю. На петлю действуют силы: гравитация $\vec{F}_g = m * g$, сила инерции $\vec{F}_i = m * a$ и сила Ампера $F \sim (j \times B)$, которая возникает в результате взаимодействия тока, текущего в петле с магнитным полем, возбуждаемым этим полем. При больших токах сила Ампера может вызывать подъем петли, аналогично как это происходит в плазменных ускорителях [20]. Баланс сил можно записать в виде уравнения: $\frac{d}{dt}[m\dot{r}] - mg + F_e = 0$. Считаем, что плотность петли $\rho = Nm_a$. Магнитное поле петли радиуса a в точке, находящейся от центра

петли r в перпендикулярной плоскости: $B = \frac{\mu_0}{\pi} \frac{Ia}{(a^2 - r^2)}$, где $r < a$. Магнит-

ный поток петли равен: $\Phi = \int_0^{a-b} 2\pi B(r) r dr$. Индуктивность петли:

$$L = 4\pi\mu a \left(\ln\left(\frac{8a}{b}\right) - \frac{7}{4} \right).$$

Предположим, что поперечный размер петли не изменяется: $b = const$. Тогда электромагнитная сила, действующая на петлю и направленная радиально, может быть найдена по формуле [20]: $F = L_p I^2 / 2$, $L_p = dL / da$. Чтобы найти силу на единицу длины, надо это

выражение разделить на πa . Тогда силу вследствие электрического тока в одиночной петле можно оценить как: $F_e = I^2 4\pi\mu (\log(\frac{8a}{b}) - 3/4) / 2$. Далее

предположим, что внутренние силы в проводнике уравновешены газовым давлением электронов и протонов, проводящими ток $2NkT = \mu_0 I^2 / 4\pi$. Тогда для вершины петли ускорение можно найти из системы уравнений:

$$\pi\rho b^2 \dot{a} - \pi\rho b^2 g + I^2 \mu (\log(\frac{a}{2b}) + 1) / 2\pi a = 0; \quad p = 2Nk_B T = \rho RT = \frac{\mu_0}{4\pi} I^2 \quad \rho = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi RT} \approx n_p m_p$$

В предположении постоянства температуры T : $I^2 = 4\rho\pi RT / \mu_0$,

$$\dot{a} - g + \frac{1}{\pi\rho b^2} I^2 \mu (\log(\frac{a}{2b}) + 1) / 2\pi a = 0 \quad \text{или} \quad \dot{a} - g + \frac{4RT}{b^2} (\log(\frac{a}{2b}) + 1) / 2\pi a = 0$$

Рост радиуса одиночной петли не зависит от I (!). Таким образом, равновесие одиночной петли может быть обеспечено компенсацией гравитации электромагнитными силами, которые также обеспечивают удержание относительно плотной плазмы.

Развитие послевспышечной аркады

Рассмотрим теперь модель для нескольких корональных петель, в которой параллельные токи создают магнитное поле, направленное вдоль оси аркады. Магнитное поле взаимодействует с токами, что способствует подъему корональной аркады (Рис. 1). При этом более высокие петли “вытягивают” за собой низкие петли. Магнитное поле нескольких петель суммируется, что облегчает условия подъема всей аркады.

Силу, действующую на отдельные петли, можно вычислить по формуле: $F_i = -\frac{\partial U}{\partial x_i}$, где $U = \sum_{i,j} M_{ij} I_i I_j$ $M_{ij} = M_{ji}$; $M_{ii} = L_i$, здесь M_{ij} – взаимная

индуктивность. Для двух петель: $M_{ij} = 8(L_i L_j)^{1/2} \left[\frac{R_{loop i} R_{loop j}}{(R_{loop i} + R_{loop j})^2 + d_{ij}^2} \right] \cos \varphi_{ij}$,

где R – радиусы петель, d_{ij} – расстояние между петлями, φ_{ij} – угол между нормальными к плоскостям [15].

В общем случае для расчета магнитное поле вычисляется по закону Био-Савара-Лапласа $dB = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{I \cdot dl \times dr}{r^3}$. На Рис. 1 представлен пример вы-

числения конфигурации магнитных силовых линий и величины магнитного поля для 8 петель, две из которых имеют радиус $1.5R$. На эти петли дей-

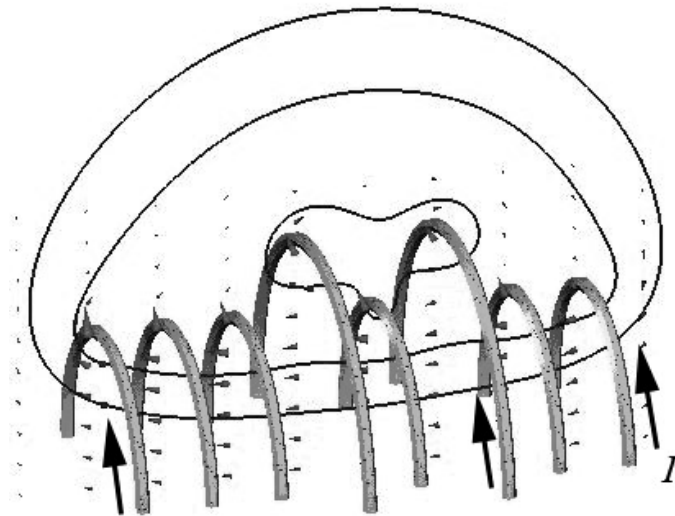


Рис. 1. Расчет магнитного поля вблизи 8 токовых петель. Тонкой линией представлены силовые линии магнитного поля, стрелки соответствуют величине магнитного поля.

ствует сила, препятствующая их росту. В тоже время они создают силы, способствующие росту окружающих петель.

Литература

1. *Arnold O. Benz, Living Rev.*, 2008, *Solar Phys.*, 5, 1.
2. *Aschwanden, M.J., Kosugi, T., Hanaoka, Y., Nishio, M.* 1999, *ApJ*, 526, 1026.
3. *Aschwanden, M.J., Nightingale, R.W., & Alexander, D.* 2000, *ApJ*, 541, 1059.
4. *Aschwanden, M.J., & Nightingale, R.W.* 2005, *ApJ*, 633, 499.
5. *Cargill, P.J., & Klimchuk, J.A.* 1997, *ApJ*, 478, 799.
6. *Hanaoka, Y.* 1996, *Sol. Phys.*, 165, 275.
7. *Hanaoka, Y.* 1997, *Sol. Phys.*, 173, 319.
8. *Kane, S.R., & Donnelly, R.F.* 1971, *ApJ*, 164, 151.
9. *Khodachenko M., G. Haerendel, and H.O. Rucker.* *A&A* 401, 721, 2003.
10. *Kopp, R.A., & Pneuman, G.W.* 1976, *Sol. Phys.*, 50, 85.
11. *Leka, K.D., Canfield, R.C., McClymont, A.N.*, 1996, *ApJ*, 462, 547.
12. *Lenz, D.D., Deluca, E.E., Golub, L. et al.*, 1999, *ApJ*, 517, L155.
13. *Longcope D.W. and C. Beveridge.* *ApJ*, 635, 669:621, 2007.
14. *Melrose, D.B.*, 1992, *ApJ*, 387, 402.
15. *Melrose, D.B.*, 1997, *ApJ*, 486, 521.
16. *Porter, L.J. & Klimchuk, J.A.*, 1995, *ApJ*, 454, 499.
17. *Rosner, R., Tucker, W.H., & Vaiana, G.S.* 1978, *ApJ*, 220, 643.
18. *Warren, H.P., Winebarger, A.R., & Mariska, J.T.* 2003, *ApJ*, 593, 1174.
19. *Winebarger, A.R., Warren, H.P., & Mariska, J.T.* 2003, *ApJ*, 587, 439.
20. *Носов, Н.В.* Известия Томского политехнического университета. 2007. Т. 310. с. 70, № 2.
21. *Филиппов Б.П.*, Физматлит, 211 с.2007.

ИЗМЕНЕНИЕ УГЛОВ НАКЛОНА АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЯ В 20-м ВЕКЕ

Тлатов А.Г., Васильева В.В.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН

CHANGE OF ANGLES OF SLOPE OF ACTIVE REGION ACCORDING TO OBSERVATIONS IN 20th CENTURY

Tlatov A.G., Vasil'eva V.V.

Kislovodsk mountain astronomical station

Properties of the plages and the bright elements of chromosphere defined according to daily observations in CaII K line during 1907-1997, in particular a distribution of angles of orientation of bright regions are considered. As a rule, the geometrical axis of plages, is located under some angle in relation to solar equator. It is connected with "tilt" – angle of a magnetic axis of bipoles, underlying plage, but probably also is caused by transport processes in the top atmosphere of the Sun. It is shown that the tilt angle of plage in a cycle depends on amplitude of a cycle of solar activity. Change of transport properties of solar atmosphere, such as meridional circulation and diffusion, throughout 20th century and their communication with level of solar activity is discussed. The model of formation of an inclination of active areas and generation of a new magnetic field because of twisting of a magnetic tube in a generation zone is presented.

Введение

Как известно, взаимное расположение солнечных пятен в группе имеет определенную систематику. В частности, хвостовые пятна, как правило, расположены немного ближе к полюсам, чем ведущие, обеспечивая выделенный угол наклона магнитной оси биполей – тильт угол (tilt). Существует зависимость тильт угла от широты, известная как закон Джоя (Joy's law). Угол наклона магнитной оси имеет важное значение для понимания распределения крупномасштабных магнитных полей и моделей генерации магнитного поля. Недавние исследования ориентации углов наклона солнечных пятен показывают отрицательную корреляцию углов наклона с амплитудой текущего цикла активности [1] по данным углов, определенных для солнечных пятен в период 15–21-го циклов активности. В этой же работе был найдено, что произведение средних углов наклона на амплитуду цикла в текущем цикле связано с амплитудой последующего цикла активности. Помимо углов наклона групп солнечных пятен, наклон магнитных биполей также можно исследовать по площадкам магнитных областей, регистрируемых на магнитографах [2]. Углы наклона магнитных площадок также показывают близкие значения к углам солнечных пятен [2].

В данной работе мы исследовали углы наклона кальциевых флоккул и волокон, видимых в линии H-alpha. Также мы предполагаем механизм воз-

никновения углов наклона магнитных областей, не связанный напрямую с вращением Солнца.

Влияние меридиональной циркуляции и вращения на наклон магнитной оси

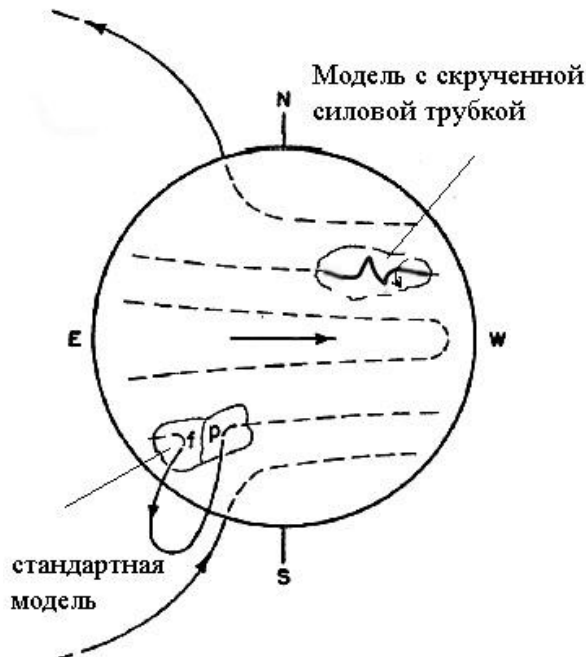


Рис. 1.

Считается, что одной из причин появления углов наклона магнитных областей являются мелко-масштабные турбулентные движения, различные для всплывающих и опускающихся областей (α -эффект) [3]. В этом случае $\alpha \sim l\Omega$, где l -характерный масштаб длины турбулентности, Ω -скорость углового вращения Солнца. Также возможно, что поворот возникает из-за воздействия силы Кориолиса на подфотосферные движения силовых трубок [2] и, следовательно, тоже пропорционален Ω . В тоже время, на наш взгляд формирование углов может происходить под действием винтовой неустойчивости при скручивании силовых трубок в зоне генерации.

Силовые трубки, вытянутые дифференциальным вращением у основания конвективной зоны, могут скручиваться, например, под воздействием градиента скорости меридиональной циркуляции. При скручивании наступает нарушение стабильности, при этом образующиеся петли изгибаются в меридиональном направлении (Рис. 1). Параметр, характеризующий стабильность, можно записать в виде: $\Phi = lB_\varphi(r)/rB_z(r)$, где l – длина трубки, а r – ее радиус. Считается, что критическое значение для стабильности лежит в интервале $\Phi_c = 2\pi$. Если принять, что скручивание пропорционально скорости меридиональной циркуляции, то в этом случае угол наклона всплывающих трубок будет пропорциональным v_m . Скручивание также приводит к генерации азимутального поля, т.е. по сути дополнительному динамо механизму.

Помимо этого, всплывшие на поверхность флоккульные поля могут растягиваться под действием поверхностного дифференциального вращения, меридиональной циркуляции и диффузии. В этом случае их эволюцию можно описать уравнением:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\omega r}{r} \frac{\partial B}{\partial \varphi} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_{\theta} B \sin \theta) + \eta \nabla^2_{\perp} B + S. \quad (1)$$

Таким образом, изучая наклон магнитных активных областей, мы имеем возможность оценить изменения параметров поля скоростей и диффузии солнечной атмосферы.

Анализ наблюдательных данных

В качестве наблюдательных данных мы использовали геометрические характеристики флоккул и ярких элементов хромосферы, определенных по данным ежедневных наблюдений в линии К CaII за период 1907-1997 гг., в частности, распределение углов ориентации ярких площадок [4]. Как правило, геометрическая ось флоккул расположена под некоторым углом по отношению к солнечному экватору. Это связано с тильт углом – углом ориентации магнитной оси биполей, лежащих в основе флоккул, но возможно также обусловлено транспортными процессами в верхней атмосфере Солнца. На Рис. 2 представлено изменение углов наклона флоккул и

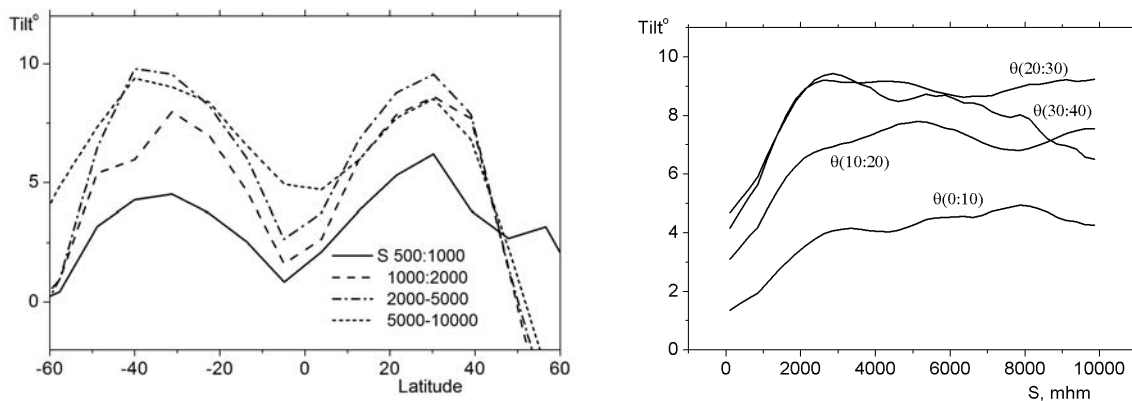


Рис. 2. Зависимость углов наклона флоккул от широты (слева) и площади (справа).

ярких Ca точек в зависимости от широты для элементов различной площади. Также как и для биполей солнечных пятен, имеется зависимость от широты, близкая к закону Джоя. Вместе с тем можно выделить три группы элементов активности в зависимости от их размера: яркие точки S: 100–500 мдп – в них наблюдается рост углов наклона с размером, элементы среднего размера S: 2000–5000 мдп – для них угол мало меняется с размером и большие флоккулы, для которых с размером угол наклона уменьшается. На наш взгляд малые элементы отражают свойства эфемерных областей [4]. Изменение углов для элементов малого и среднего размера связано с амплитудой текущего цикла активности (Рис. 3,4). Средние за цикл углы наклона малых элементов показывают различие в четных и нечетных циклах активности (Рис. 6). Долгоживущие элементы большой площади испытывают наибольшее воздействие со временем эффектов диффузии и переноса (1).

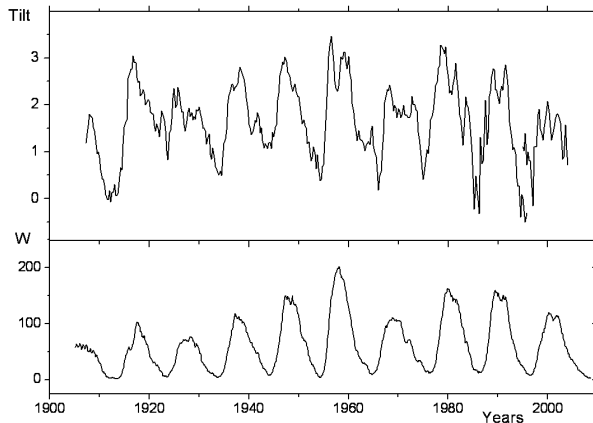


Рис. 3. Изменение углов наклона со временем в сравнении с ходом солнечной активности.

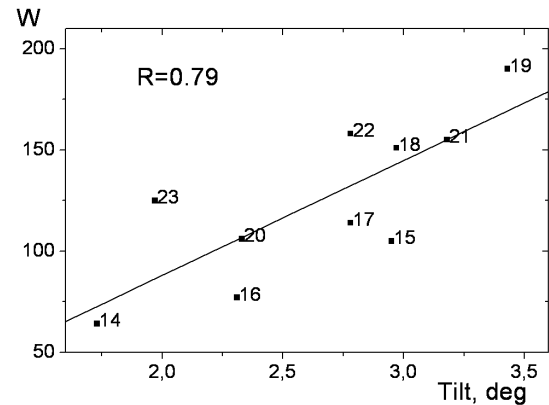


Рис. 4. Корреляция между амплитудой солнечной активности.

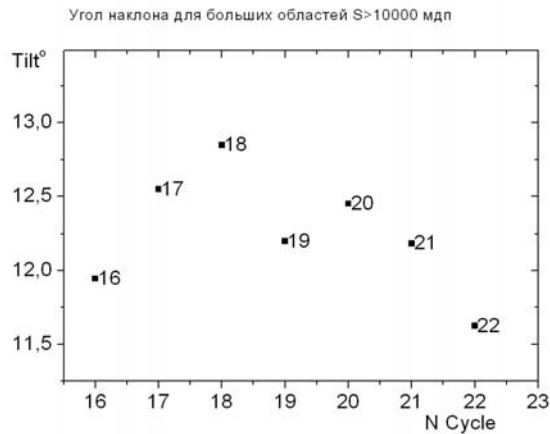


Рис. 5. Средние за цикл углы наклона для больших элементов.

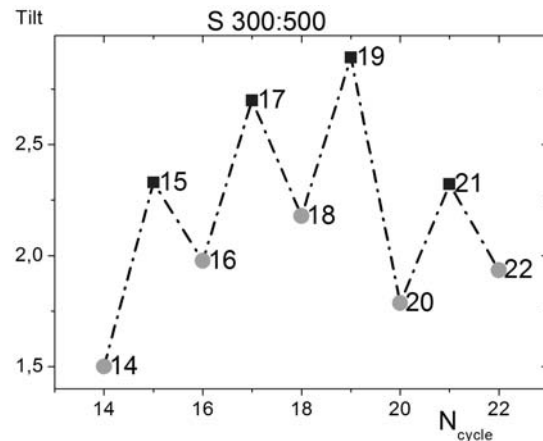


Рис. 6. Средние за цикл углы для малых элементов.

При этом можно отметить долговременный тренд в изменении углов наклона больших флоккул с максимумом в период 17–18 циклов активности. Моделирование показало, что это могло быть вызвано либо уменьшением дифференциальности скорости вращения или замедлением скорости меридиональной циркуляции.

Литература

1. *Dasi-Espuig, M.; Solanki, S.K.; Krivova, N.A.; Cameron, R.; Peñuela, T.*, 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, A7.
2. *Howard R.*, 1991, *Solar Physics*, 132, 49.
3. *Charbonneau P.*, <http://www.livingreviews.org/lrsp-2005-2>, 2005.
4. *Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Pevtsov A.*, 2010, *ApJ*, 717, 357.

СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ КРОНАЛЬНЫХ ДЫР С АКТИВНЫМИ ОБЛАСТЯМИ

**Файнштейн В.Г.¹, Степанян Н.Н.², Руденко Г.В.¹,
Малашук В.М.², Кашапова Л.К.¹**

¹ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск

²НИИ «КрАО» МОН Украины

PROPERTIES OF MAGNETIC FIELDS IN CORONAL HOLES WITH ACTIVE REGIONS

**Fainshtein V.G.¹, Stepanyan N.N.², Rudenko G.V.¹,
Malashchuk V.M.², Kashapova L.K.¹**

¹ISTP SB RAS, Irkutsk

²SRI “KrAO” MES of Ukraine

This paper is a study of properties of magnetic fields in coronal holes (CH) and their changes caused by active regions (AR) appearing in CH. We have analyzed CH registered in the HeI 1083 nm line with the telescope BST-2 (SRI KrAO). It has been found that an active region appearing in a coronal hole can significantly affect properties of the magnetic field in the hole. At all heights considered, CH with relatively large AR has, on the average, stronger fields than that without AR. The mean angle β of inclination of field lines to the radial direction is nearly equal for two CH types at the photospheric level ($\approx 60^\circ$). With distance away from the Sun's surface, β is almost constant in CH with AR and decreases to $\approx 45^\circ$ in CH without AR. Magnetic field lines in CH without AR are open or very high loops closing out of CH. ARs appearing inside CH are bipolar or multipolar magnetic structures almost unrelated to those outside CH.

Введение

В процессе эволюции корональных дыр (КД) в некоторых из них возникают активные области (АО), структура которых на рентгеновских изображениях Солнца похожа на «морские анемоны» (анемон-АО) (см. [1] и цитированную там литературу). Исчезновение КД в связи с развитием в них АО, а также эволюция АО, возникшей в КД, были рассмотрены в работах [2, 3]. Одним из главных выводов работы [3] является вывод об устойчивости границ КД при развитии в ней АО. Исследования анемон-АО позволили сделать вывод, что эти активные области имеют более простую (т.е. с меньшим широм) магнитную структуру, чем активные области вне КД [1]. Считается, что характерная магнитная структура АО в КД возникает вследствие магнитного пересоединения поля всплывающей дипольной структуры с окружающим униполярным магнитным полем [1]. В настоящей работе продолжено исследование магнитных свойств КД, в которых возникают активные области, а также самих этих АО. Эти магнитные свойства КД сопоставлены с магнитными свойствами дыр, в которых от-

сутствуют АО. Для идентификации дыр использовались изображения Солнца в инфракрасной линии излучения гелия с длиной волны 1083 нм.

Данные и методы исследования

Для анализа использовались изображения Солнца в линии HeI 1083 нм, полученные на телескопе БСТ-2 НИИ КрАО (Украина). Были отображены КД двух видов: без активных областей внутри них и с активными областями. Примеры таких КД показаны на Рис. 1.

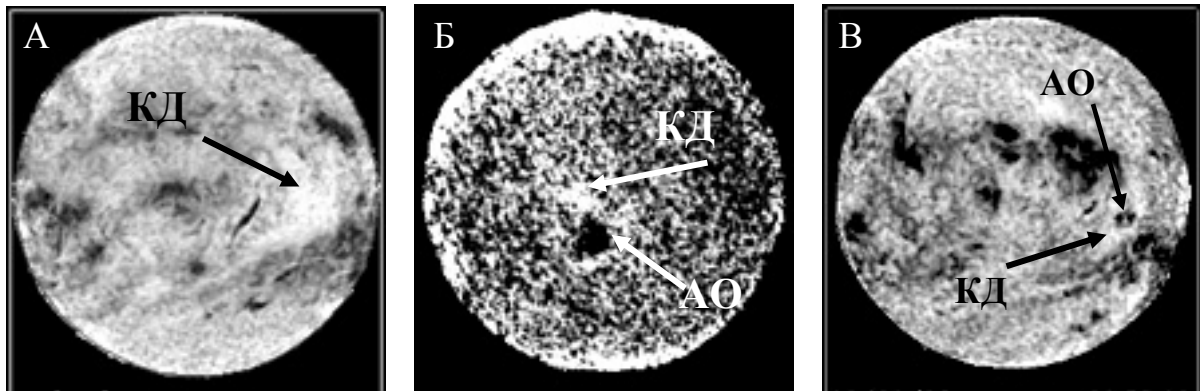


Рис. 1. Изображения Солнца в линии HeI 1083 нм с корональными дырами, не содержащими активную область (А) и содержащими активную область (Б, В).

Для выяснения свойств магнитного поля в КД с АО и без АО использовались расчеты магнитного поля в короне в потенциальном приближении. Были проведены расчеты двух типов. В первом случае компоненты магнитного поля рассчитывались внутри «параллелепипеда» с основанием $15^\circ \times 15^\circ$ вдоль меридианов и параллелей. Для расчетов использовались магнитограммы высокого пространственного разрешения SOHO/MDI. Расчет на уровне фотосферы компонентов магнитного поля обеспечивал пространственное разрешение $8''$. Расчеты второго типа проводились с использованием Vd-технологии ([4]) по данным Kitt Peak National Observatory (KPNO) – до сентября 2003 г. и магнитографа SOLIS (NSO), начиная с 2004 г. В этом случае в результате расчетов получались «мгновенные» распределения магнитного поля над видимой поверхностью Солнца. В этом случае в результате расчетов на поверхности Солнца обеспечивалось пространственное разрешение $\approx 33.4''$. Специальная программа позволяла также по данным расчетов с использованием Vd-технологии провести силовые линии магнитного поля из любой точки на поверхности Солнца и определить как параметры этой силовой линии, так и свойства магнитного поля вдоль силовой линии.

Были рассчитаны следующие характеристики магнитного поля в КД на нескольких высотах: среднее значение по площади КД радиальной компоненты поля $\langle B_r \rangle$; среднее значение модуля радиальной компоненты

$\langle |Br| \rangle$; максимальное и минимальное по площади КД значение Br : $\max Br$ и $\min Br$; среднее значение $\langle |Br|/B \rangle$, характеризующее наклон силовой линии к радиальному направлению. Здесь B – величина магнитной индукции.

Результаты

На основании рассмотрения ряда средних характеристик магнитных полей на разных высотах в КД, содержащих и не содержащих АО, а также расчетов силовых линий в них мы можем сделать следующие выводы.

(1) Появление активной области внутри корональной дыры существенно влияет на свойства магнитного поля в последней. КД с АО характеризуются в среднем более сильными (до 2.5 раз) полями на всех рассмотренных высотах (вплоть до 20000 км от области измерения магнитного поля в фотосфере), чем в КД без АО. (2) Средний угол β наклона силовых линий поля к радиальному направлению приблизительно одинаковый для двух типов КД на уровне фотосферы ($\approx 60^\circ$). Но с ростом высоты до 20000 км над поверхностью Солнца в КД с АО угол β практически не изменяется, а в КД без АО уменьшается до $\approx 45^\circ$. (3) Линии поля, возникающие в КД без АО, являются открытыми, или очень высокими петлями, замыкающимися вне КД. (4) Система открытых петель устойчива, мало изменяется с рождением в корональной дыре активной области и полностью восстанавливается после исчезновения АО; АО, возникающие внутри КД, – биполярные или мультиполярные магнитные структуры. Они формируются замкнутыми линиями поля. Линии поля, начинающиеся в АО, замыкаются либо внутри АО, либо в ближайшей окрестности АО в КД. (5) Практически отсутствует связь АО внутри КД с внешними АО или другими местами вне КД. (6) Многие рассмотренные активные области в КД были без пятен. Они содержали только флоккулы. (7) Конфигурация силовых линий магнитного поля, исходящих из самых больших анализировавшихся АО, соответствует магнитной структуре анемон-АО.

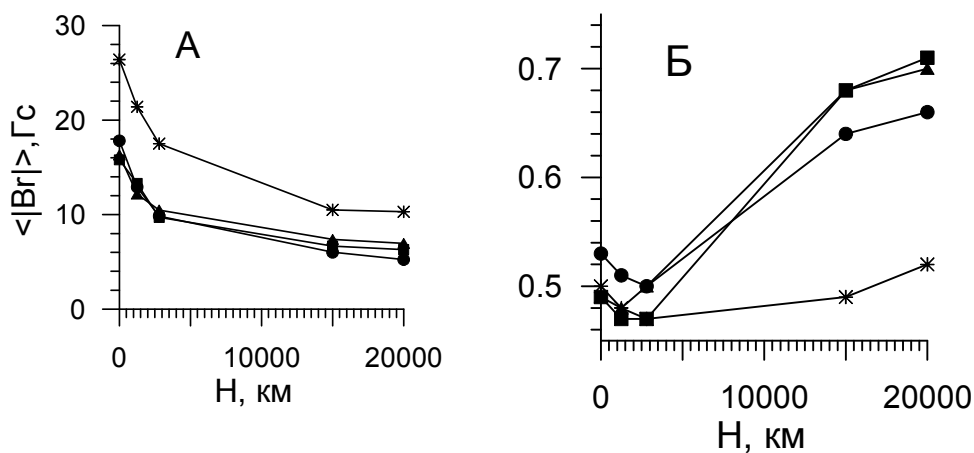


Рис. 2. Изменение с высотой в КД без АО (круг – 05/03/2002; треугольник – 09/07/2002) и с АО (квадрат – 04/02/2002; звезда – 20/06/2002): А – $\langle |Br| \rangle$; Б – $\langle |Br|/B \rangle$.

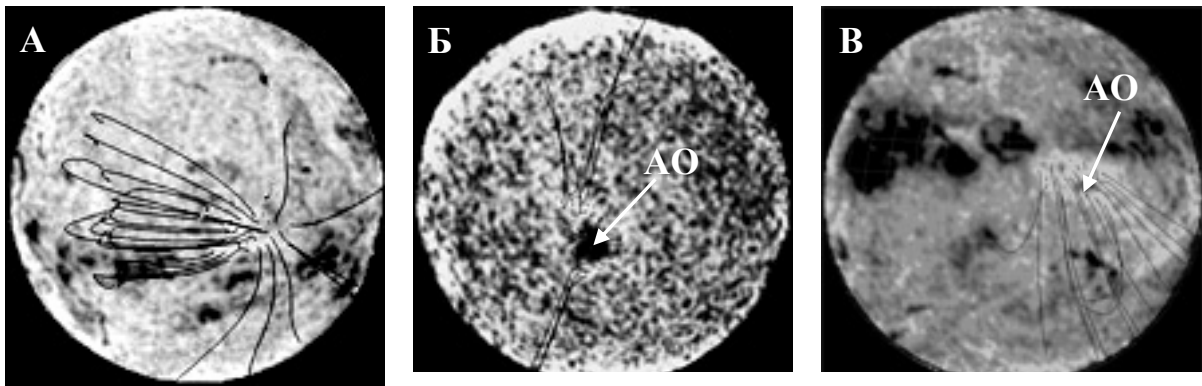


Рис. 3. Силовые линии, нанесенные на изображение Солнца в линии HeI 1083 нм. А – корональная дыра без активной области 09/07/2002г. (линия HeI 1083 нм); Б – корональная дыра с активной областью (темная область) 17/10/2007г.; С – корональная дыра с активной областью (темная область) 09/11/1999г.

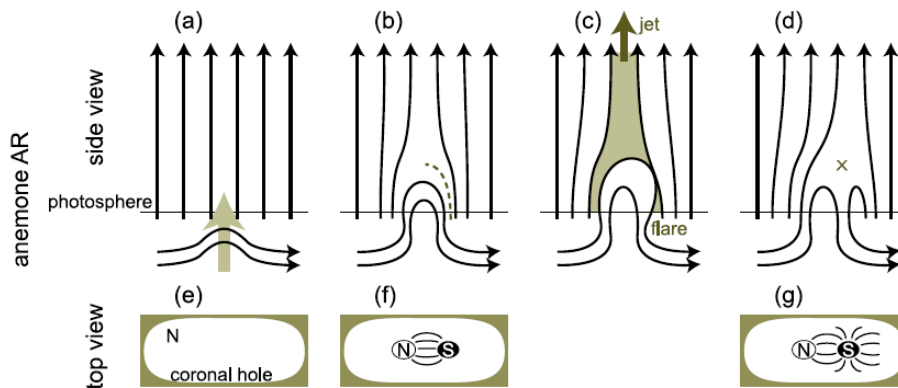


Рис. 4.

На Рис. 4 показана предложенная в [1] возможная схема формирования магнитной структуры анемон – активной области, возникающей в корональной дыре с N-полярностью открытых линий поля (Рис. 4 из [1]). Анемон-АО возникает в результате пересоединения магнитного поля корональной дыры и поля новой биполярной структуры.

Литература

1. Asai A., Shibata K., Hara H., and N.V. Nitta. 2008, *Astrophys. J.*, v. 673, p. 1188.
2. Маланушенко Е.В., Степанян Н.Н. 2001, *Изв. КрАО*, т. 97, с. 69.
3. Степанян Н.Н., Малащук В.М. *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, 2008, т. 104. с. 2.
4. Rudenko G.V. *Solar Phys.* 2001, v.198, p. 5.

ПРОГНОЗ 24-ГО ЦИКЛА ПО КОЛИЧЕСТВУ БЕСПЯТЕННЫХ ДНЕЙ В ПРЕДШЕСТВУЮЩЕМ МИНИМУМЕ

Хлыстов А.И., Сомов Б.В.

Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга

THE FORECAST OF 24 CYCLE BY AMOUNT OF SPOTLESS DAYS IN A PREVIOUS MINIMUM

Khlystov A.I., Somov B.V.

Sternberg State Astronomical Institute, Moscow

Despite of significant successes in theoretical treatment of dynamo mechanisms, it is possible to receive from calculations only ideal 11-year's cycles with constant amplitude and length, and also to describe qualitatively the diagram of Maunder "butterflies". Imposing perturbations on parameters contained in various dynamo mechanisms, one can also describe observable variations of maxima heights of cycles from $W = 50$ up to $W = 200$ and the cycles lengths from 9 till 15 years, and also to receive long minima such as the Maunder minimum. However such approach have no predictive power, as the temporary behaviour of these variations is unknown. We suppose that for solving this problem it is necessary to find empirically the proper mechanisms of perturbations through their consequences in some characteristics of solar cycles and then to incorporate them into the quantitative theory of the forecast. As the first attempt, in this article we research interrelation between amount of spotless days in a minimum of a cycle and basic characteristics of the subsequent cycle: its height, full length and length of a branch of growth. For number of spotless days $\Sigma DT0 = 800$ before the beginning of 24 cycle, the following characteristics of 24 cycle were received:

Start of the 24 cycle: 2009.0 (January 2009) [5];

The length of the branch of growth: $RW = 4.8$ years;

Time of the maximum: $T_{max} = 2013.8$ (October 2013);

Wolf number in the maximum of the cycle: $W_{max} = 63$;

Full length of the cycle: $DT_{mm} = 12.6$ years;

End of the 24 cycle: 2021.6 (July 2021).

Анализируя современные сценарии солнечного динамо, можно сделать вывод, что отсутствие пятен на поверхности Солнца в течение недель, месяцев и даже десятков лет (как было в случае минимума Маундера), во все не означает, что механизм динамо временами прекращает свою работу. Согласно [1, 2], механизм циклического преобразования полоидального поля в тороидальное и обратно действует постоянно, однако, вследствие сложных нелинейных эффектов, напряженности генерируемых полей могут иногда оказаться ниже амплитуды, требуемой для производства активных областей.

В настоящей работе мы предприняли попытку связать число беспятенных дней в минимуме цикла с основными характеристиками последующего цикла: его высотой, общей длительностью и длительностью вет-

ви роста цикла. Необходимые для исследования данные были взяты на сайтах [3] и [4] и приведены в Таблице. Заметим, что таблица начинается с 10-го цикла, поскольку для более ранних циклов суммы беспятенных дней не определены.

Таблица. Исходные данные для построения прогностических графиков.

N_{next}	$\Sigma DT0$	$WM(N)$	RW	DW	DT_{mm}
10	654	95.8	4.1	7.1	11.2
11	406	139.0	3.4	8.3	11.7
12	1028	63.7	5.0	5.7	10.7
13	736	85.1	4.5	7.6	12.1
14	938	63.5	5.3	6.6	11.9
15	1019	103.9	4.0	6.0	10.0
16	534	77.8	4.8	5.4	10.2
17	568	114.4	3.6	6.8	10.4
18	269	151.6	3.3	6.8	10.1
19	446	190.2	3.6	7.0	10.6
20	227	105.9	4.0	7.6	11.6
21	272	155.4	3.4	6.9	10.3
22	273	157.6	2.8	6.8	9.7
23	309	119.6	3.5	8.7	12.2

N_{next} – номер следующего цикла

$\Sigma DT0$ – сумма беспятенных дней перед следующим циклом

$WM(N)$ – число Вольфа в максимуме следующего цикла

RW – длина ветви роста (в годах) следующего цикла

DW – длина ветви спада (в годах) следующего цикла

DT_{mm} – общая длительность следующего цикла

На рис. 1 приведен график зависимости максимального среднего годового значения числа Вольфа $WM(N)$ в цикле N от суммы беспятенных дней $\Sigma DT0$ в предшествующем минимуме. Точки – экспериментальные данные, кривая – аппроксимирующий полином 3-й степени. Числа у точек – номера циклов.

Среднеквадратичное отклонение точек составило около 6 единиц числа W .

На рис. 2 и 3 представлены зависимости длительности ветви роста RW и общей длины цикла DT_{mm} соответственно от суммы беспятенных дней $\Sigma DT0$ в предшествующем минимуме. Среднеквадратичное отклонение точек на обоих графиках не превышает величину 0.5 года.

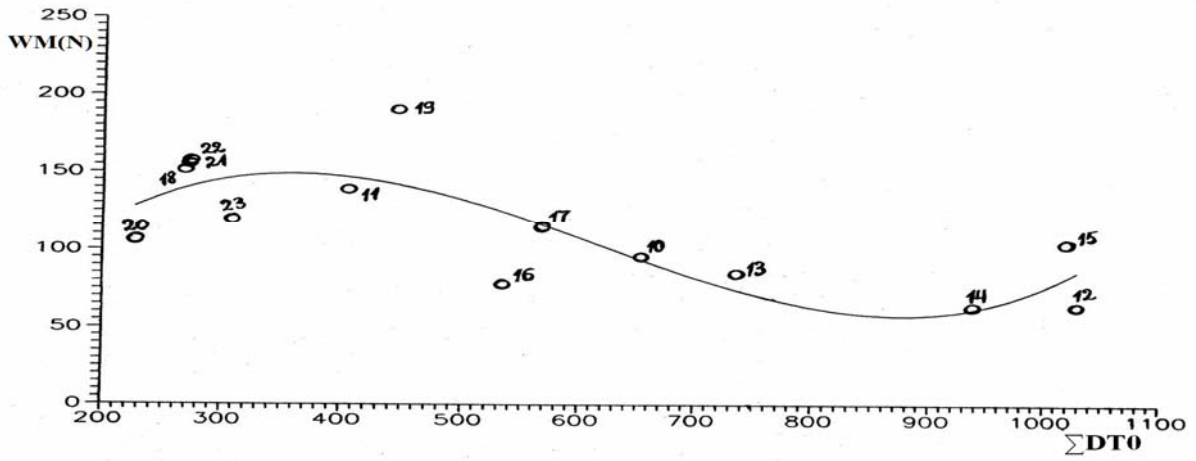


Рис. 1.

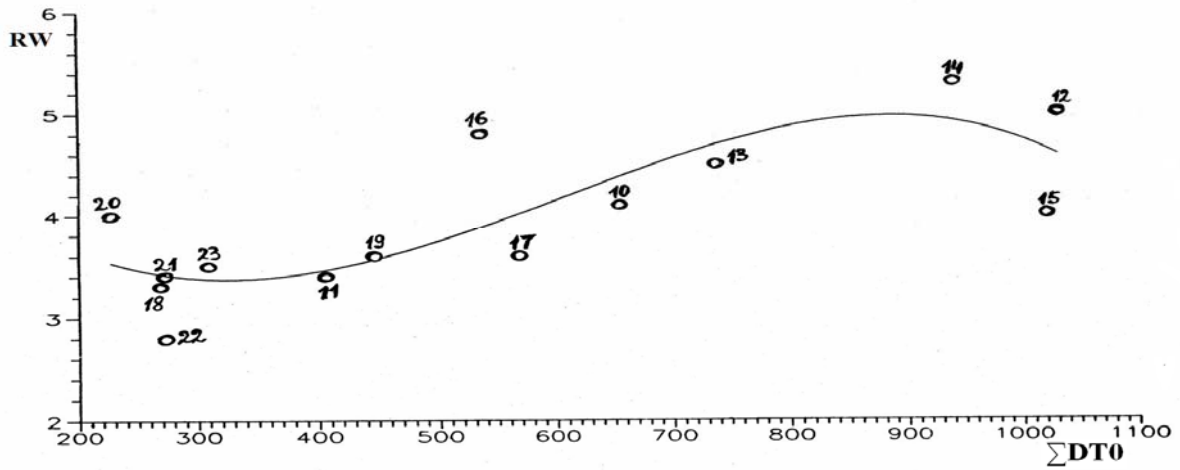


Рис. 2.

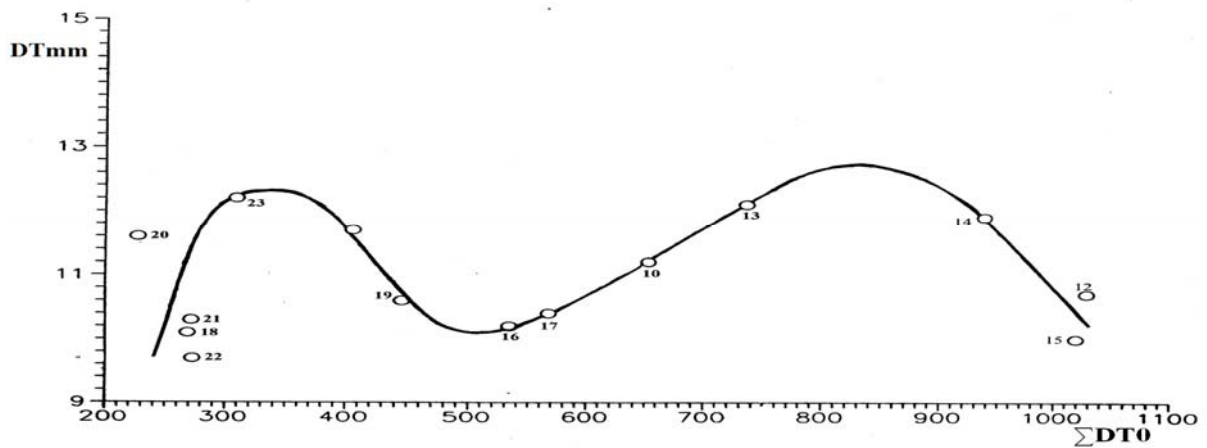


Рис. 3.

Принимая для суммы беспятенных дней в предшествующем минимуме значение $\Sigma DT0 = 800$ (июль 2010 года), из графиков 1-3 получаем: $WM(24) = 63$; $RW(24) = 4.8$ года; $DTmm = 12.6$ года. Полученные нами временные характеристики 24-го цикла (общая длина цикла, а также длины

ветвей роста и спада) оказались близкими к соответствующим характеристикам 9-го цикла [3]. Другими словами, формы 24-го и 9-го циклов оказались подобными. Нормируя числа Вольфа 9-го цикла на максимум $WM(24) = 63$ и приняв для начала 24-го цикла дату январь 2009 года [5], мы получили прогноз среднегодовых чисел Вольфа для 24-го цикла, представленный на рис. 4 вместе с наблюдаемыми данными для 23-го цикла:

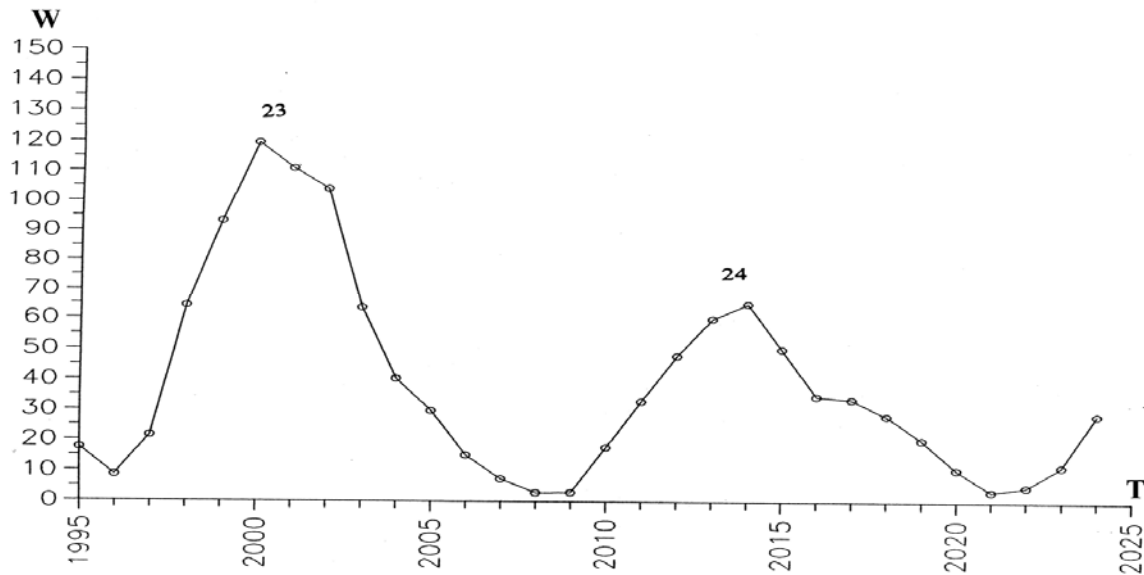


Рис. 4.

В заключение приводим основные характеристики 24-го цикла:
начало 24-го цикла: 2009.0 (январь 2009 года) [5];
длительность ветви роста $RW(24) = 4.8$ года;
дата максимума: 2013.8 (октябрь 2013 года);
значение числа Вольфа в максимуме цикла $WM(24) = 63$;
полная длительность цикла $DT_{mm} = 12.6$ года;
конец 24-го цикла: 2021.6 (июль 2021 года).

Литература

1. *Bushby P. and Mason J.* // *Astron. Geophys.*, 2004, Vol. 45, Issue 4, p. 4.07.
2. *Thompson M.J.* // *Astron. Geophys.*, 2004, Vol. 45, Issue 4, p. 4.21.
3. http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_solar_cycles
4. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/INTERNATIONAL/yearly/YEARLY
5. <http://www.izmiran.ru/services/saf/?LANG=ru>

ТЕЧЕНИЕ СВИТА-ПАРКЕРА И ЭВАКУАЦИЯ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ

Цап Ю.Т.^{1,2}, Копылова Ю.Г.²

¹*НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Научный, Украина*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, С.-Петербург, Россия*

SWEET–PARKER’S FLOW AND PLASMA EVACUATION FROM A CURRENT SHEET

Tsap Yu.T.^{1,2}, Kopylova Yu.G.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory, Crimea, Ukraine*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia*

Based on numerical methods Parker’s model [3] of the magnetic reconnection in the partially ionized plasma, when plasma evacuation is caused by the gas pressure difference insight and oversight a current sheet has been analyzed. It has been shown that the Spitzer conductivity σ_S does not play an important role, if the Cowling one $\sigma_C \ll \sigma_S$. The productivity of plasma evacuation and, hence, the rate of the magnetic reconnection can be increased due to the low electric conductivity rather than the magnetic field strength insight a current sheet.

Для объяснения вспышечного энерговыделения на Солнце первая самосогласованная модель магнитного пересоединения была представлена Свитом на симпозиуме МАС [1] в 1956 г. Согласно ей, сближение биполярных областей с противоположно направленными магнитными полями приводит к диффузионному пересоединению Данжи. Под действием магнитного давления происходит эжекция плазмы из концов токового слоя и магнитная энергия трансформируется в направленные плазменные потоки. Паркер с помощью размерностных соотношений, следующих из уравнений резистивной МГД, для стационарного случая сделал грубые оценки скорости пересоединения [2]. Так была создана основополагающая модель магнитного пересоединения, названная в дальнейшем моделью (течением) Свита-Паркера.

При рассмотрении пересоединения магнитных силовых линий в условиях фотосферы и хромосферы, когда плазму можно считать столкновительной, вероятнее реализуется именно эта модель. Однако в рамках принятого механизма толщина токового слоя значительно меньше ее длины (ширины), что препятствует быстрой эвакуации поступающего в слой вещества. В результате аннигиляция магнитных полей происходит слишком медленно.

Повысить эффективность эвакуации плазмы можно, заметно увеличив толщину токового слоя. Однако это можно реализовать лишь в том случае, если проводимость плазмы существенно понизится, например, из-за вклю-

чения проводимости Каулинга, возникающей в результате столкновений разогнанных силой Ампера ионов с нейтральными атомами.

Процесс пересоединения магнитных силовых линий в частично ионизованной плазме был рассмотрен в 1963 г. Паркером [3]. Однако при проведении расчетов не принималась во внимание проводимость Спитцера. Поскольку скорость пересоединения также в значительной мере зависит и от действия «выталкивающих» плазму сил, то целью настоящей работы является проведение более рафинированного рассмотрения модели Свита-Паркера с акцентированием внимания на проблеме ее эвакуации из токового слоя.

Обобщенный закон Ома, когда $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$ можно представить в виде

$$\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right)_{\perp} = \left(\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\sigma_s} \right) \mathbf{j}_{\perp}. \quad (1)$$

При этом количество тепловой энергии, выделившейся в результате джоулевой диссипации, когда $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$, равно

$$Q = \mathbf{E}^* \mathbf{j}_{\perp} = \left(\frac{1}{\sigma_s} + \frac{1}{\sigma_c} \right) \mathbf{j}_{\perp}^2,$$

где проводимости Каулинга σ_c и Спитцера σ_s можно выразить как $\sigma_c = \frac{c^2 n_n M v_{ni}}{F^2 B^2}$, $\sigma_s = \frac{ne^2}{m(v_{ei} + v_{en})}$, где $F = n_n / (n + n_n)$ — степень ионизации плазмы, n_n — концентрация нейтралов, v_{en} , v_{ni} и v_{ei} , — частоты столкновений между частицами.

В стационарном случае ($\mathbf{E} = \text{const}$) с помощью закона Ампера

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B},$$

полагая $v(x)B(x) = v_0 B_0$ и $j = 0$ при $x \rightarrow \infty$, где X — ось координат, направленная от центра токового слоя перпендикулярно магнитному полю $\mathbf{B} = (0, B, 0)$, согласно (1), имеем

$$(kB^2(x) + \mu) \frac{dB(x)}{dx} = v_0 B_0 - v_x(x)B(x), \quad (2)$$

где $k = c^2 / (4\pi\sigma_c B_0^2)$, $\mu = c^2 / (4\pi\sigma_s)$. Уравнение равновесия поперек и вдоль токового слоя можно записать как

$$p(x) + \frac{B^2(x)}{8\pi} = p_0 + \frac{B_0^2}{8\pi}, \quad \rho \frac{v_y^2(x)}{2} = p(x) - p_0. \quad (3)$$

Тогда с учетом уравнения непрерывности в случае несжимаемой плазмы $\frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{\partial v_y}{\partial y} \approx \frac{v_y}{L}$, где L — полуширина токового слоя, приняв для удобства

$v_x = v$, для скорости эвакуации плазмы из (3) находим

$$\frac{dv(x)}{dx} = \frac{v_A}{L} \left(1 - \frac{B^2(x)}{B_0^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Введя безразмерные переменные $b = B(x)/B_0$, $u = v(x)/v_0$ и $\xi = v_0 x / (B_0^2 k)$, из (2) и (4) получим нелинейное дифференциальное уравнение

$$\frac{du}{db} = \frac{C(1-b^2)^{1/2}(A+b^2)}{1-ub}, \quad (5)$$

где $A = \mu / (B_0^2 k) = \sigma_c / \sigma_s$ и $C = B_0^2 k v_A / (v_0^2 L)$, которое легло в основу численных расчетов. Для решения уравнения (5) нами было задано два граничных условия: $u(0) = 0$ и $u(1) = 1$. Первое следует из равенства нулю скорости втекания плазмы в центре токового слоя, где тангенциальная компонента магнитного поля отсутствует, тогда как второе — описывает очевидное условие вблизи его внешней границы ($v = v_0$ при $B = B_0$). На Рис.1 представлена зависимость относительной скорости втекания плазмы в токовый слой $u(b)$ от параметра A . Как видно, в случае доминирования спицеровской проводимости ($A \gg 1$) зависимость $u(b)$ становится квазилинейной. Когда же последней можно пренебречь ($A \rightarrow 0$), градиент скорости заметным образом изменяется, достигая максимальных и минимальных значений соответственно на краю и в центре токового слоя. На Рис.2 изображена зависимость $C(A)$, характеризующая влияние спицеровской проводимости на скорость пересоединения магнитных силовых линий в частично-ионизованной плазме. Как легко видеть, при $A = 0$ значение параметра $C \approx 2.8$. Поскольку по оценкам Паркера [3] C варьируется в пределах 2.5–3.1, то это свидетельствует о хорошем согласии результатов, полученных разными методами. Это также означает, что спицеровская проводимость не оказывает заметного влияния на скорость пересоединения магнитных силовых линий, которая определяется джоулевой диссипацией, обусловленной проводимостью Каулинга σ_c .

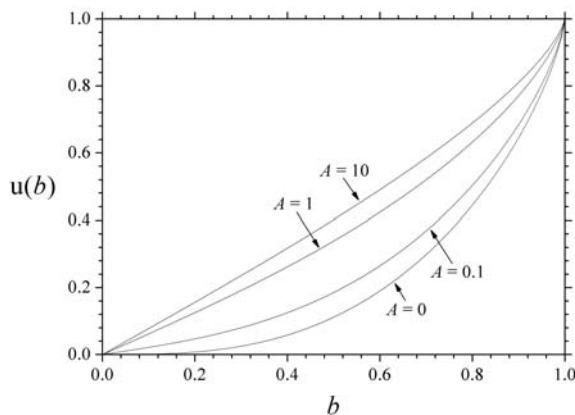


Рис. 1.

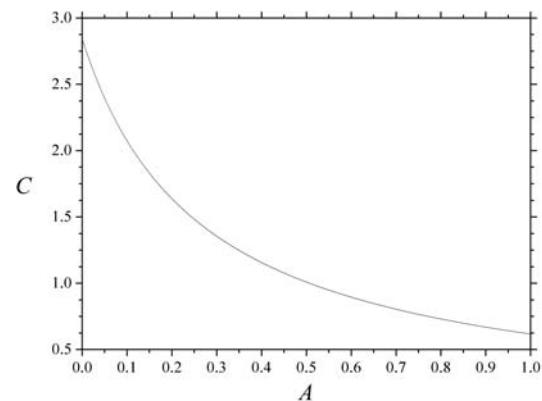


Рис. 2.

Полученные результаты предполагают возможность использования размерностных соотношений уравнений непрерывности массы, баланса полных давлений, движения плазмы и диффузии магнитного поля:

$$Lv\rho = lv_0\rho_0; \quad p + \frac{B^2}{8\pi} = p_0; \quad \rho_0 \frac{v_0^2}{2} = p_0 - p; \quad vB = \eta \frac{B}{l}, \quad (6)$$

где l — полутолщина токового слоя, $\eta_c = c^2/(4\pi\sigma_c)$ — коэффициент диффузии, а нижний индекс «0» обозначает параметры в центре нейтрального токового слоя. Следуя Паркеру [2], ограничимся случаем $\mathbf{E} = \text{const}$, когда за эвакуацию плазмы из токового слоя полутолщины l и полуширины L ответственно магнитное давление. Из (6) для мощности джоулевой диссипации находим $Q_J = \frac{j^2}{\sigma} \approx \frac{B^2}{8\pi} \frac{v_A}{L}$, 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 $\tau_d \approx L/v_A \approx \tau_J$, т.е температура плазмы заметно не увеличится, и ее степень ионизации не изменится. Из (6) нетрудно прийти к выводу, что $l \approx \sqrt{\eta_c L/v_A}$. Поскольку в солнечной хромосфере частота ион-атомных столкновений $\nu_{ia} \approx 10^{10} n_a \sqrt{T} [\text{с}^{-1}]$, то, принимая концентрацию атомов $n_a = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $F=1$, $T=10^4 \text{ К}$, $L=10^8 \text{ см}$, $B=30 \text{ Гс}$, находим $l \approx 10^7 \text{ см}$. Причем в рассматриваемом случае скорость движения плазмы $v_0 \approx 10^7 \text{ см/с}$. Полученные оценки хорошо согласуются с результатами наблюдений микроджетов и спикул, полученных на спутнике Hinode.

Выводы

В случае «амбиполярной диффузии» вмороженность магнитного поля в плазму нарушается, и магнитный поток не сохраняется, эвакуация плазмы из токового слоя – эффективный механизм ее охлаждения. Аннигиляция магнитных силовых линий в хромосфере Солнца может приводить к формированию толстых (~100 км) токовых слоев, что объясняет происхождение спикул и микроджетов.

Работа выполнена в рамках российско-украинского проекта при поддержке грантов РФФИ (09-02-00624-а) и ГФФИУ (09-02-90448-а), программами Президиума РАН «Происхождение и эволюция звёзд и галактик» и ведущих научных школ НШ-3645.2010.2.

Литература

1. Sweet P.A. Proc. IAUS 6, Eds. Vo Lehnert, Cambridge University Press, 1958, p.123.
2. Parker E.N. JGR, 1957, 62, 509.
3. Parker E.N. ApJS 1963, 8, 177.
4. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 591 с.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК И ПРОБЛЕМА УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ

Чариков Ю.Е.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург

HARD X-RAY POLARIZATION IN SOLAR FLARES: ANGLE DISTRIBUTION OF ACCELERATED CHARGED PARTICLES

Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg

Space-borne studies of X-rays from solar flares have revealed recently a hyperfine time structure. A single pulse may be as long as a few hundred milliseconds. Time structures represent non-stationary sequences of overlapping pulses. Such time structures were treated in the framework of a model describing non-stationary kinetics of a beam of accelerated electrons. The paper is reporting on a calculation of the degree of polarization observed in hard X-ray radiation of solar flares exhibiting a millisecond-scale pulse structure. The results obtained suggest that while the polarization degree does depend on the above parameters, it does not exceed 78% and falls off to about 50–65% 20 s after the start of injection. The calculations of HXR polarization degree applied to 29/10/2003 yr solar flare gave an upper limit ~50%.

Discrepancies these results with observations are discussed.

Определение угловой зависимости является главной задачей экспериментов по регистрации степени поляризации жёсткого рентгеновского излучения. Из последних результатов измерения степени поляризации рентгеновского излучения в диапазоне от 20 до 100 кэВ следует отметить эксперименты, проведённые на спутнике КОРОНАС-Ф поляриметром SPR-N [1]. За период с августа 2003 года по январь 2005 для 25 солнечных вспышек получены значения степени поляризации в диапазоне 8–40% на уровне 3σ . Особо следует отметить чрезвычайно высокое значение степени поляризации на уровне 70%–90% на протяжении всей вспышки 23.10.2003 г. Временное разрешение поляриметра составило 4с. На спутнике RHESSI была зарегистрирована степень поляризации для 6 вспышек класса М в энергетическом диапазоне 35–100 кэВ [2]. Значения степени поляризации в этих вспышках 2–54% с достаточно значительной ошибкой в пределах 10–20% на уровне 1σ .

Измерения жёсткого рентгеновского излучения вспышек обнаруживают тонкую временную структуру длительностью менее секунды [3]. Временная структура жёсткого рентгеновского излучения вспышек, скорее всего, отражает подобную структуру ускоренных электронов. Анализ временной структуры приводит к выводу, что для интерпретации нестациона-

нарных временных рядов – интенсивности излучения, его направленности и поляризации следует рассматривать временные задачи, в которых импульсы электронов миллисекундной длительности следуют друг за другом. В предыдущих моделях такой подход не рассматривался.

В данной работе, следуя формализму [4], решим задачу для треугольной формы импульсов жёсткого рентгеновского излучения (более соответствующей наблюдениям). Кроме того, в отличие от [4], промоделируем временной ход тормозного рентгеновского излучения и проведём сравнение с полученными в измерениях подобными структурами с целью определения параметров пучка электронов и плазмы и подтверждения основных положений модели. Особое внимание уделим результатам расчёта степени линейной поляризации жёсткого рентгеновского излучения вспышек. Основные положения модели следующие: ускоренные электроны с начальным угловым и энергетическим распределениями спирально перемещаются вдоль силовых линий однородного магнитного поля из области ускорения (верхняя часть магнитной петли) в область излучения, ближе к хромосферным подножиям. Энергия электронов в спектре предполагается выше 30 кэВ и ограничена нерелятивистскими значениями, не превышающими 100 кэВ. Плотность плазмы на длине пробега электрона полагается постоянной, механизм излучения тормозной.

В настоящей работе рассмотрим в качестве начального временного распределения **последовательность импульсов треугольной формы**

$$g(t) = \sum_{n=0}^N H(n) g(t - nt_* - t_0), \quad (1)$$

где $H(n)$ – константа, задаёт амплитуду импульсов, которая может изменяться, N – полное число моделируемых импульсов, функция $g(t)$ – определяет временной профиль отдельного импульса:

$$g(T - t_0) = \begin{cases} 0, & T < 0 \\ t/t_0, & 0 < T < t_0 \\ 0, & T > t_0 \end{cases} \quad (2)$$

Время t_0 – определяет длительность импульса, а t_* – время следования импульсов друг за другом. $T = t - nt_*$.

Решение подобной задачи для отдельного импульса электронов, полученное нами ранее [4], может быть распространено и на случай многоимпульсной инжекции, используя принцип суперпозиции отдельных импульсов в предположении их независимости, то есть задача решается в линейном приближении по амплитуде импульса. Учитывая соотношение между концентрациями пучка и плазмы $n_e \gg n_b$, принцип суперпозиции вполне приемлем в данной задаче.

Как уже обсуждалось ранее, основной задачей экспериментов по измерению степени поляризации ЖРИ является получение информации об угловом распределении ускоренных электронов. Напрямую это сделать невозможно, требуется привлечение модельных расчётов и последующее

сравнение с экспериментальными данными. Очевидно, что на этом пути вряд ли возможно однозначное решение проблемы углового распределения вспыхивающих электронов. Тем не менее, данный подход позволяет выделить среди функций распределения узконаправленные распределения с малыми питч – углами.

Поэтому мы моделируем начальное угловое распределение электронов в пучке функцией косинус чётной степени $\mu^2 = \cos^{2s}\theta$, где $\cos\theta = \mathbf{n}\mathbf{n}_1$ – питч-угол электрона, а \mathbf{n} и \mathbf{n}_1 – единичные векторы вдоль скорости электрона и магнитного поля. Показатель степени s определяет угловую ширину в распределении электронов и является параметром, который варьируется в численном счёте. Энергетическая зависимость в спектре электронов традиционно принимаемая – степенная с показателем δ . Таким образом, в начальный момент времени $t = 0$ задана функция распределения в виде

$$f(E, \theta, 0) = AE^{-\delta} \cos^{2s}\theta,$$

E – энергия ускоренных электронов. Такой вид функции распределения рассматривается во многих задачах кинетики пучков. Конечно, факторизация энергетической и угловой частей функции распределения не является строго корректной, она принимается по причине отсутствия законченной теории ускорения заряженных частиц в плазме солнечных вспышек. Наша задача, принимая такой вид функции распределения, получить согласие результатов расчёта в предлагаемой модели с экспериментально зарегистрированными параметрами. Такой подход наиболее часто встречается в задачах интерпретации вторичных излучений. Нестационарное кинетическое уравнение для функции распределения ускоренных электронов

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \text{grad}(f) = \frac{4\pi e^4 n_e \ln \Lambda}{m_e} \left(\frac{\partial}{\partial E} (f/v) + \frac{1}{2E} \nabla_n^2 (f/v) \right) + AE^{-\delta} \chi(\bar{n}\bar{n}_1) g_r(\bar{r}) g(t)$$

в дальнейшем записывается для функции $J(E, \mathbf{n}\mathbf{n}_1, t) = \int f(t, E, \bar{n}\bar{n}_1, \bar{r}) v n_e dV$, поскольку она определяет интенсивность ЖРИ. В работе [5] включены слабые, учитывающие обратный ток и неоднородность магнитного поля. Однако, поскольку в каждом импульсе электронов содержится малое их количество, то вкладом в интенсивность и поляризацию обратного тока можно пренебречь. Учёт неоднородности магнитного поля может скорее снизить величину степени поляризации, чем наоборот. К тому же остаётся неизвестной зависимость индукции поля от геометрии петли (системы петель). Вопрос о реальности модельных представлений магнитного поля остаётся открытым в настоящее время. Поэтому мы ограничили число слабых в кинетическом уравнении. Опуская промежуточные преобразования, приведём только конечные формулы для расчёта интенсивности и степени поляризации рентгеновского излучения.

Интенсивность тормозного излучения определяется суммой интенсивностей в плоскости $(\mathbf{k}; \mathbf{B})$ и поперёк к ней

$$J(t, \varepsilon) = J_{\parallel}(t, \varepsilon) + J_{\perp}(t, \varepsilon) = J_* \{ 2Y_0(t, \varepsilon) + 1.5(\langle \mu^2 \rangle - 1/3) (\sin^2 \alpha - 2/3) Y_2(t, \varepsilon) \}, \quad (3)$$

Степень линейной поляризации

$$P(t, \varepsilon) = (J_{\parallel}(t, \varepsilon) - J_{\perp}(t, \varepsilon)) / (J_{\parallel}(t, \varepsilon) + J_{\perp}(t, \varepsilon)) = -1.5 \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \sin^2 \alpha Y_2(t, \varepsilon) / (2Y_0(t, \varepsilon) + 1.5 \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \times (\sin^2 \alpha - 2/3) Y_2(t, \varepsilon)), \quad (4)$$

ε – энергия рентгеновского кванта, α – угол между лучом зрения и направлением однородного магнитного поля, $\langle \mu^2 \rangle$ – средний квадрат косинуса пичч-углового распределения электронов в пучке. Интегралы $Y_0(t, \varepsilon)$ и $Y_2(t, \varepsilon)$ для разного числа импульсов ускоренных электронов, несколько отличающиеся (из-за суммирования и переменной амплитуды импульсов) от полученных в задаче одиночного импульса, по-прежнему численно интегрировались для различных параметров пучка и плазмы.

Выражения (3, 4) позволяют вычислить интенсивность тормозного излучения и степень поляризации как функции времени и энергии. При этом приходится задавать достаточно большое количество параметров: показатель спектра энергетической части электронов δ и степень s для угловой зависимости, число импульсов электронов N , следующих друг за другом, длительность инжекции одного импульса t_0 , время чередования импульсов t_* , угол наблюдения α , а также концентрацию плазмы n_e . Нас в первую очередь будет интересовать миллисекундная длительность импульсов излучения.

Задачу моделирования временного хода многоимпульсной структуры можно решать методом суперпозиции отдельных импульсов, считая их независимыми. Это вполне оправдано в модели импульсного ускорения заряженных частиц. Временной профиль отдельного импульса электронов соответствовал по форме прямоугольному треугольнику с общей длительностью t_0 и переменному значению амплитуды N_0 .

На рис. 1 представлены два временных профиля последовательности импульсов рентгеновского излучения для энергий 30 и 100 кэВ. Параметры электронного пучка: $\delta = 3$, $s = 1$, $t_0 = 0.5$ с, $t_* = 0.5$ с. Число импульсов $N = 6$, концентрация плазмы 10^{12} см⁻³ и угол наблюдения $\alpha = 90^\circ$ (случай прилиम्бовых вспышек).

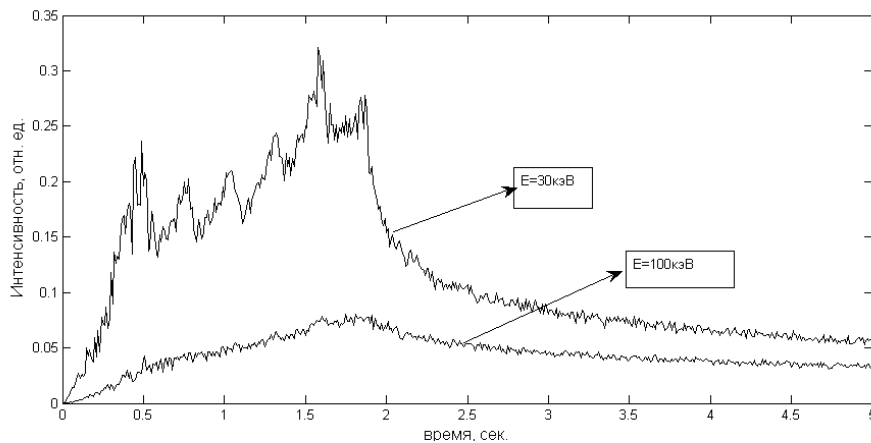


Рис. 1.

Из рис.1 следует, что последовательность шести рентгеновских импульсов треугольной формы отчётливо просматривается для низких энергий квантов ~ 30 кэВ. Структура рентгеновского излучения для энергий 100 кэВ существенно отличается – отдельные импульсы отсутствуют, спад интенсивности затянут во времени. Очевидно, для высоких энергий при заданной комбинации параметров (в первую очередь концентрации 10^{12} см $^{-3}$) не удаётся обеспечить тонкую структуру излучения. При уменьшении временного интервала следования импульсов друг за другом до $t_* = 0.1$ с импульсная структура ЖРИ излучения исчезает на всех энергиях. К тому же эффекту приводит уменьшение концентрации плазмы в источнике излучения. Поэтому сделаем важный вывод, что субсекундная структура ЖРИ во время вспышек формируется в плазме с концентрацией не ниже 10^{11} – 10^{12} см $^{-3}$ при условии отчётливо выраженной временной структуры ускоренных электронов. Кривые степени поляризации для тех же параметров, что и на рис. 1, показаны на рис. 2. Как видно из рис. 2, излучение поляризовано на всех энергиях в первом импульсе: – степень поляризации -45 – -37% уменьшается до -5 – -15% через время $t_0 = 500$ мс. В последующие моменты времени для импульсов 2–6 степень поляризации не изменяется, оставаясь на уровне 5% и уменьшаясь до 0% после прекращения инъекции электронов.

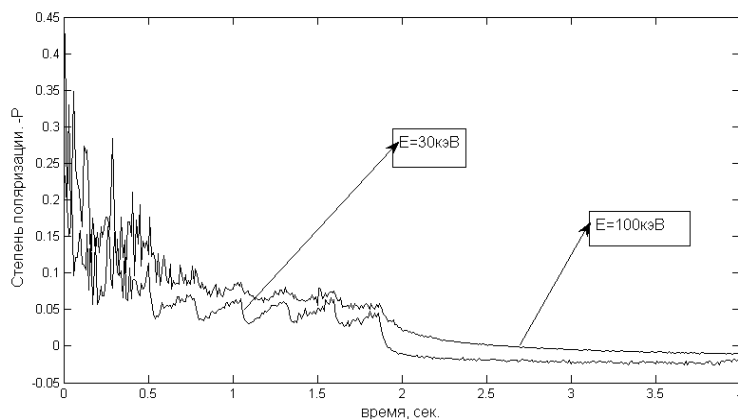


Рис. 2.

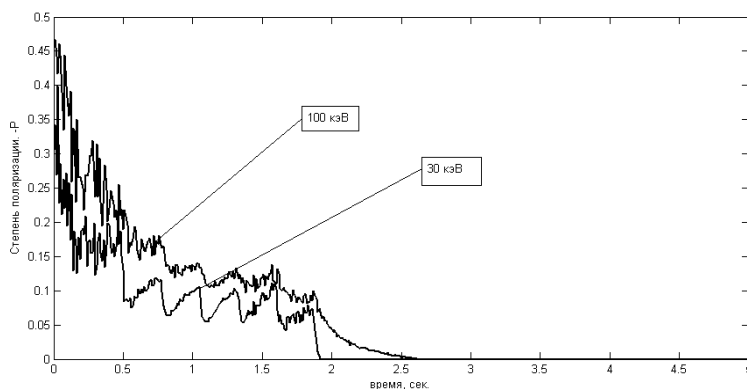


Рис. 3.

Изучим влияние на величину степени поляризации углового распределения электронов в пучке. Рассмотрим случай более направленного пучка – пусть начальное угловое распределение электронов в пучке $\sim \cos^6\theta$.

Остальные параметры пучка и плазмы оставим прежними. Отметим, что временной ход кривой практически не отличается от кривой на рис. 2. Увеличилось значение степени поляризации примерно на 2% на всём временном интервале. Рассмотрим случай практически δ -функционального углового распределения ускоренных электронов в

момент их инъекции. В случае моноуглового распределения электронов максимальное значение величины степени поляризации (в момент первого пика) существенно увеличилось и достигло 60–70% (по модулю). Однако в плазме источника ЖРИ с чрезвычайно высокой концентрацией (необходимой для генерации субимпульсов ЖРИ) степень поляризации быстро уменьшается до величины порядка 10%, что вполне объяснимо, учитывая высокую эффективность кулоновских столкновений.

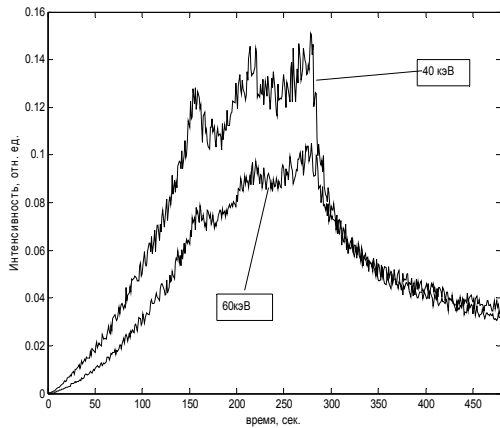


Рис. 4.

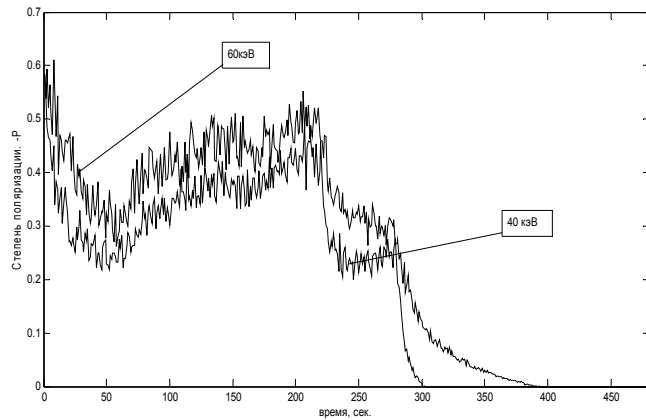


Рис. 5.

Во время полёта спутника КОРОНАС-Ф рентгеновский поляриметр SPR-N [1] зарегистрировал значения степени поляризации выше 70% в диапазоне 40–60 кэВ и 60–100 кэВ во время вспышки 29 октября 2003 года. Следует отметить, что поляризация ЖРИ оставалась постоянной на таком чрезвычайно высоком уровне во время всей вспышки, порядка 10 минут. Сначала смоделируем временной ход излучения в этой вспышке. Будем рассматривать только первые три импульса в диапазоне энергий 40–60 кэВ и 60–100 кэВ. Моделирование реального временного хода проведено для параметров: $\delta = 3$; $\alpha = 90^\circ$; δ -функция; $n_e = 7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $t_0 = 160 \text{ с}$; $t_* = 60 \text{ с}$ (Рис. 4); Для этих параметров получены временные зависимости степени поляризации в этой вспышке. Как видно (Рис. 5) значения поляризации не превышают 70% в первом импульсе и 50% в последующих импульсах.

Литература

1. Zhitnik I.A., Logachev Yu.I., Bogomolov A.V., et al. 2006, Solar System Research, vol.40, N2, 93–103.
2. Suarez E., Hajdas W., Wigger C., et al. 2006, Solar Phys., 239, 149–172.
3. Aschwanden M., 2002, Space Science Reviews, v.101, N1–2.
4. Charikov Yu.E., Guzman A.B., and Koudriavtsev I.V., 1995, Astron. and Astrophys., v.308, p.924–928.
5. Zharkova V.V., Brown J.C., and Syniavskii D.V., 1995, Astron. Astrophys., 304, 284.

**ОЦЕНКА ВОССТАНОВЛЕННОЙ ЧАСТИ РЯДА ЕЖЕМЕСЯЧНЫХ
ЧИСЕЛ ВОЛЬФА (1700–1849 гг.) ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ
ЕГО ДОСТОВЕРНОЙ ЧАСТИ (1849–2009 гг.)
И ТЕМПЕРАТУРНЫМ РЯДАМ**

Шибает И.Г.
ИЗМИРАН, Троицк

**ESTIMATION OF THE RESTORED PART OF THE SERIES OF
MONTHLY WOLF'S NUMBERS (1700–1849)
ON TO CHARACTERISTICS OF ITS AUTHENTIC PART (1849–2009)
AND TO TEMPERATURE NUMBERS**

Shibaev I.G.
IZMIRAN, Troitsk

Comparison of the restored and authentic parts of the series of monthly mean Wolf numbers is spent. Comparison includes an estimation of smoothness of the cores spectral's components, integrated characteristics of solar cycles and their statistical properties. Difference of characteristics of these numbers is marked. The temperature are in addition analyzed data including the period of Dalton minimum. It is noticed that about 1925 and further it is visible tendency to synchronization of temperature characteristics, i.e. at growth of the solar activity. The similar situation is observed both till 1850 and at Dalton minimum. There are natural questions on quality of the restored part of the series Volf's numbers and reliability of Dalton minimum.

Введение

Существенные различия в характеристиках достоверного и восстановленного рядов чисел Вольфа были отмечены в работе [1] при анализе гладкости основных спектральных компонент, которые формируют цикл и дают его «энергетику». Значительные расхождения сохраняются и при оценке связи площади цикла с его длительностью. Естественно продолжить сравнение некоторых общих характеристик циклов и перейти к статистической оценке их свойств. Сравниваются параметры групп циклов восстановленного и достоверного рядов, отмечены расхождения и при этом подходе. Далее проведено сравнение с температурными рядами, которые предоставила К. Georgieva. Отмечена тенденция к синхронизации температурных характеристик вблизи 1925 г. и позже, когда растет солнечная активность. Подобная ситуация наблюдается и до 1850 г. Т.е. возникают дополнительные вопросы о качестве восстановленной части ряда чисел Вольфа и достоверности минимума Дальтона.

Общие характеристики циклов и их классификация по группам

В этой части проводится сравнение характеристик двух групп циклов: группа циклов 1–9 и группа циклов 10–23. Для их вычисления берется ряд чисел Вольфа, усредненный по 13 месяцам.

Каждый цикл характеризуется следующими параметрами:

T_c – длительность цикла;

T_m – длительность ветви роста;

W_m – максимальное значение числа Вольфа в цикле;

$sc = 2 * S_c / (W_m * T_c)$ – приведенная площадь цикла;

$sm = 2 * S_m / (W_m * T_m)$ – приведенная площадь ветви роста;

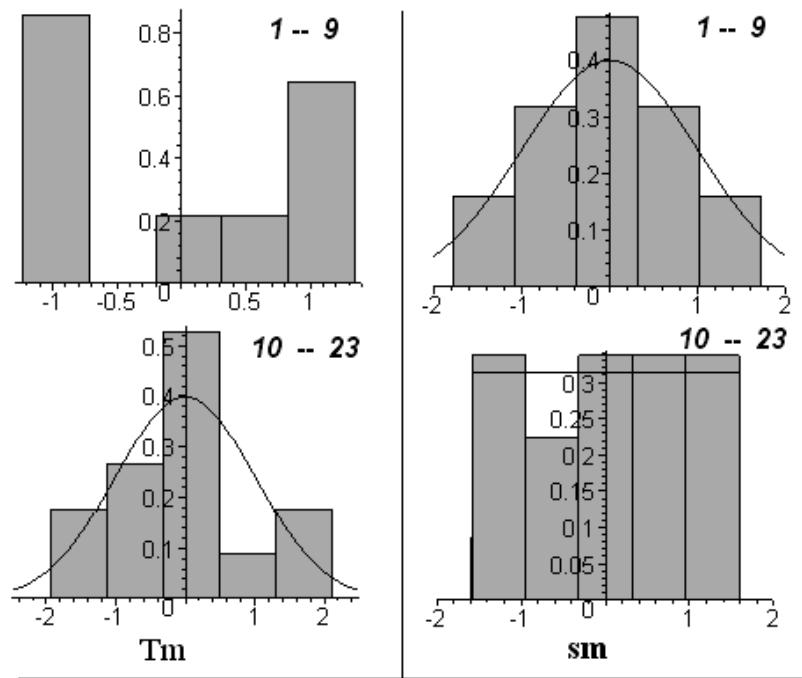
skew – асимметрия цикла;

kurt – эксцесс (коэффициент Куртосиса).

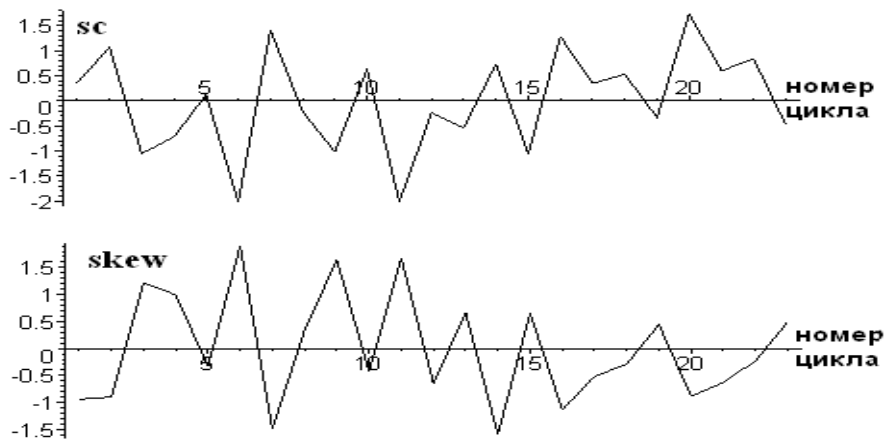
В таблице приведены среднее, корень из дисперсии и их отношение для каждого из семи параметров, но вычисленные по группам. Верхнее значение соответствует первой группе, нижнее – для циклов (10–23).

	mean	$\sigma_{1/2}$	$\sigma_{1/2}/\text{mean}$
T_c	134.33	19.00	0.141
	131.21	10.07	0.077
T_m	58.00	17.77	0.306
	47.43	6.41	0.135
W_m	105.58	40.16	0.380
	119.66	38.02	0.318
sc	0.91	0.09	0.099
	0.95	0.08	0.088
sm	0.90	0.16	0.182
	0.96	0.14	0.150
skew	0.26	0.22	0.836
	0.18	0.15	0.874
kurt	1.83	0.28	0.154
	1.58	0.19	0.119

Из приведенных значений видно, что характеристики второй группы лучше или значительно (T_c , T_m) лучше. Полезную качественную оценку по группам дают гистограммы, приведем их для параметров ветви роста. Для циклов 10–23 нанесены нормальное (для T_m) и равномерное (для sm) распределения, рассчитанные по их характеристикам. Также дана оценка нормального распределения sm для циклов 1–9. Думается, что достаточно проблематично связать «рваное» и гладкое распределения первой группы.



Отличие в характере структурированности групп дает следующий рисунок.

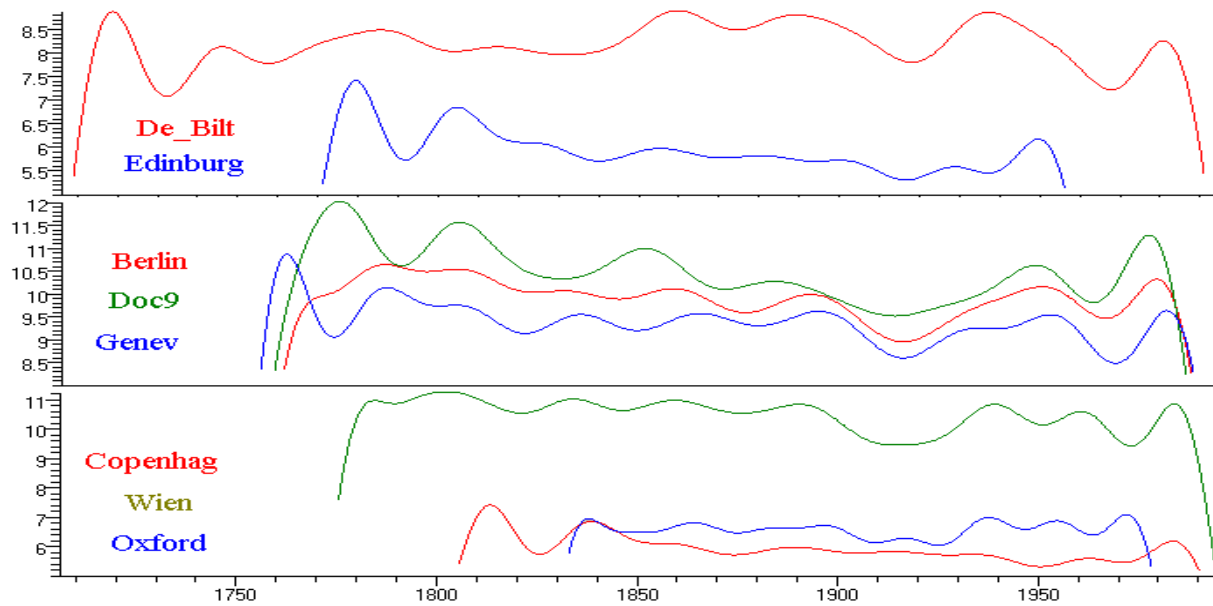


Второй группе циклов присуща большая упорядоченность.

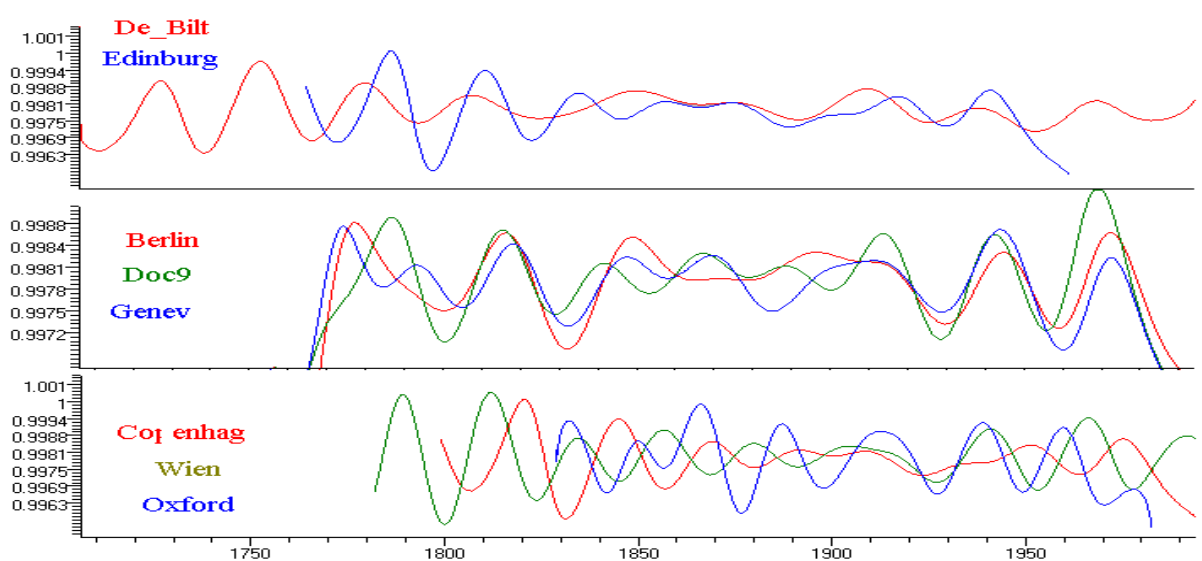
Температурные ряды. Свойства годовых гармоник

Значительное количество публикаций посвящено реконструкции солнечных данных по косвенным характеристикам. Анализ фрактальных свойств ряда ширины годовых колец одиннадцати секвой представлен в работе [2]. Отмечается выделенность временных моментов, совпадающих с минимумами солнечной активности Шперера и Маундера. Минимум Дальтона в данном подходе не проявляется. В данной работе для сопоставления анализируются следующие температурные ряды: Berlin (1756–1992); Copenhag (1798–1988); De Bilt (1706–1993); Doc9 (1756–988); Edinburg (1764–1960); Geneve (1753–1993); Oxford (1828–1980); Wien (1775–1993).

Проведен анализ огибающих и «мгновенных» частот годовых спектральных компонент (преобразование Гильберта) этих рядов. Ниже отображена амплитуда годовой гармоник, по горизонтальной оси – года.



Изменение мгновенной частоты представлено на следующем рисунке.



Около 1925 г. и далее видна тенденция к синхронизации температурных характеристик, что можно связать с ростом солнечной активности и возрастанием её влияния. Близкая ситуация наблюдается и до 1850 г.

Литература

1. Ишков В.Н., Шибанов И.Г. Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Известия РАН, серия физическая. 2006. Т. 70, № 10. С. 1439–1442.
2. Отсука К., Корнелиссен Г., Халберг Ф. Хроном климатических измерений ширины древесных колец // Геофизические процессы и биосфера. 2009. Т. 8, № 1. С. 63–72.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР
В МИНИМУМЕ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА
ПО ЧАСТНОМУ ЗАТМЕНИЮ 01.08.2008 НА ГАС ГАО РАН**

Шрамко А.Д., Гусева С.А.

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

**STUDY OF RADIO EMISSION FROM CORONAL HOLES
IN SOLAR ACTIVITY MINIMUM ON PARTIAL ECLIPSE
ON AUGUST 1, 2008 AT KISLOVODSK STATION**

Shramko A.D., Guseva S.A.

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

Введение

Каждое солнечное затмение является уникальным наблюдательным событием и каждый раз дает новые исследовательские данные для астрономов.

Период 2008 года приходится на минимум активности Солнца и характеризуется отсутствием активных областей, сильно влияющих на интегральный поток радиоизлучения Солнца, за исключением корональных дыр (КД). Затмение 01.08.2008 г. произошло в день, когда на диске Солнца не было мощных источников, кроме полярных КД.

КД являются долгоживущими протяженными образованиями с пониженной температурой и низкой плотностью, с открытой конфигурацией магнитных силовых линий. Все КД возникают внутри больших униполярных ячеек крупномасштабного магнитного поля.

Цель данной работы – исследование влияния корональных дыр на интегральный поток радиоизлучения Солнца.

Наблюдательный материал

На Горной астрономической станции проводилось наблюдение частного солнечного затмения 1 августа 2008 г. на двух радиотелескопах РТ-3 ($\lambda = 4.9$ см) и РТ-2 ($\lambda = 3.2$ см) в канале интенсивности (параметр Стокса I), квазиулевым методом. В месте наблюдения ($l = 42^\circ 40' E$, $f = 43^\circ 44' N$) максимальная фаза затмения составила 0.4. В данной работе исследовалась только кривая покрытия для $\lambda = 4.9$ см. Также использовались данные орбитальной обсерватории SOHO (спектрогелиограф EIT) для отождествления локальных источников на диске Солнца в день наблюдения затмения.

Методы и результаты обработки

Если предположить, что на Солнце во время затмения не было быстротекущих процессов, пульсаций и колебаний высокой мощности, то по кривой покрытия можно найти поток радиоизлучения от отдельных активных и невозмущенных областей Солнца. Это предположение можно легко принять, т.к. на диске Солнца не было мощных источников, и по данным GOES не было заметного увеличения излучения во время затмения.

Для отождествления источников на диске Солнца использовались данные орбитальной обсерватории SOHO (спектрогелиограф EIT) (рис. 1).

Для определения радиоизлучения от различных участков на диске Солнца была написана программа на языке IDL6.1, которая моделирует процесс затмения, по методике, описанной в [1].

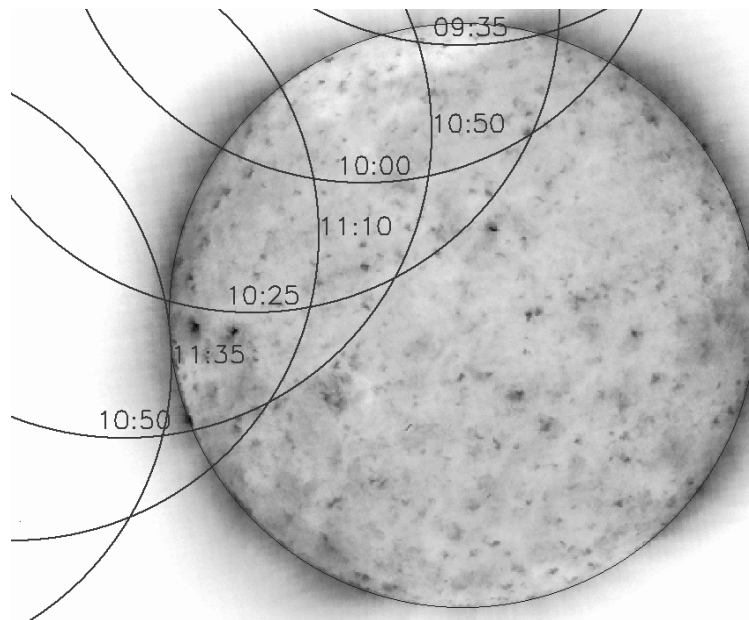


Рис. 1. Наложение фаз затмения на негатив SOHO EIT 195Å.

Во время обработки радионаблюдения полного солнечного затмения 29.03.2006 г. на Кисловодской ГАС [1] на кривых покрытия были видны крупномасштабные неоднородности, которые мы отождествили с факельной площадкой и КД, расположенными в центре и на южном полюсе Солнца. Нас заинтересовал тот факт, что полярная КД имела пониженную радиояркость, а центральная – повышенную. Дальнейшее исследование [2] показало, что этот эффект имеет не случайный характер, и низкоширотные КД связаны с областями повышенного, а полярные КД – с областями пониженного радиоизлучения на длине волны 4.9 см.

1 августа 2008 г. на диске Солнца в северной полярной области наблюдалась протяженная, четко выраженная КД, которая полностью покрывалась Луной во время затмения (см. рис. 1). Координаты ее границ

были найдены по данным SOHO EIT 195 \AA . Также были отождествлены факельные площадки и лимбовый источник.

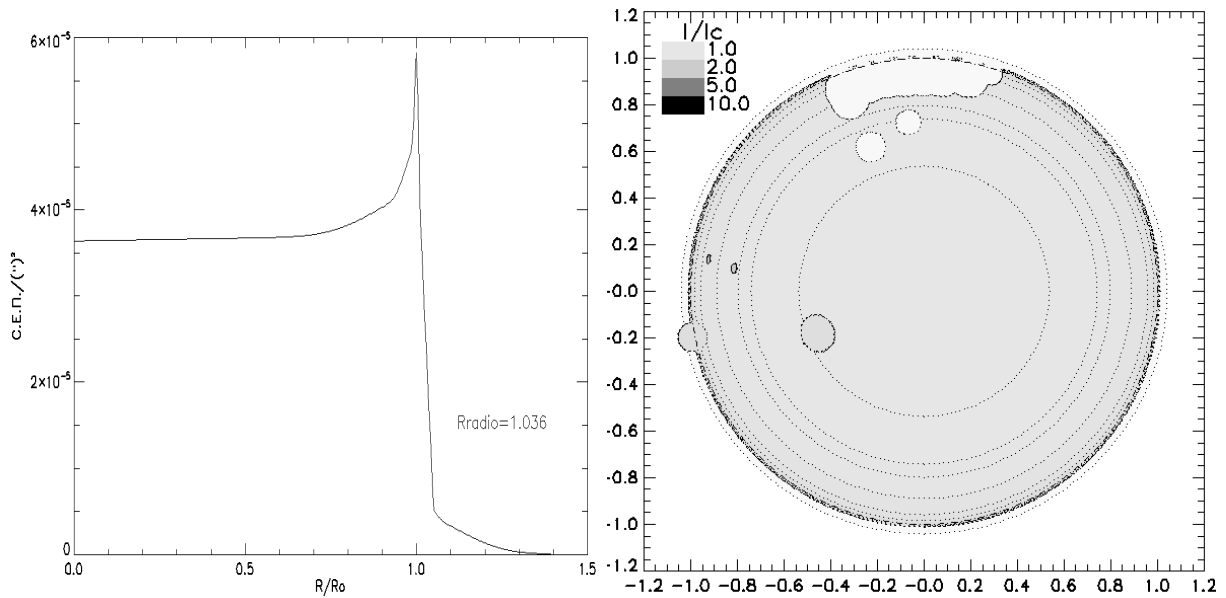


Рис. 2. Полученное изменение радиояркости Солнца от центра к лимбу и радиокарта для $\lambda = 4.9$ см.

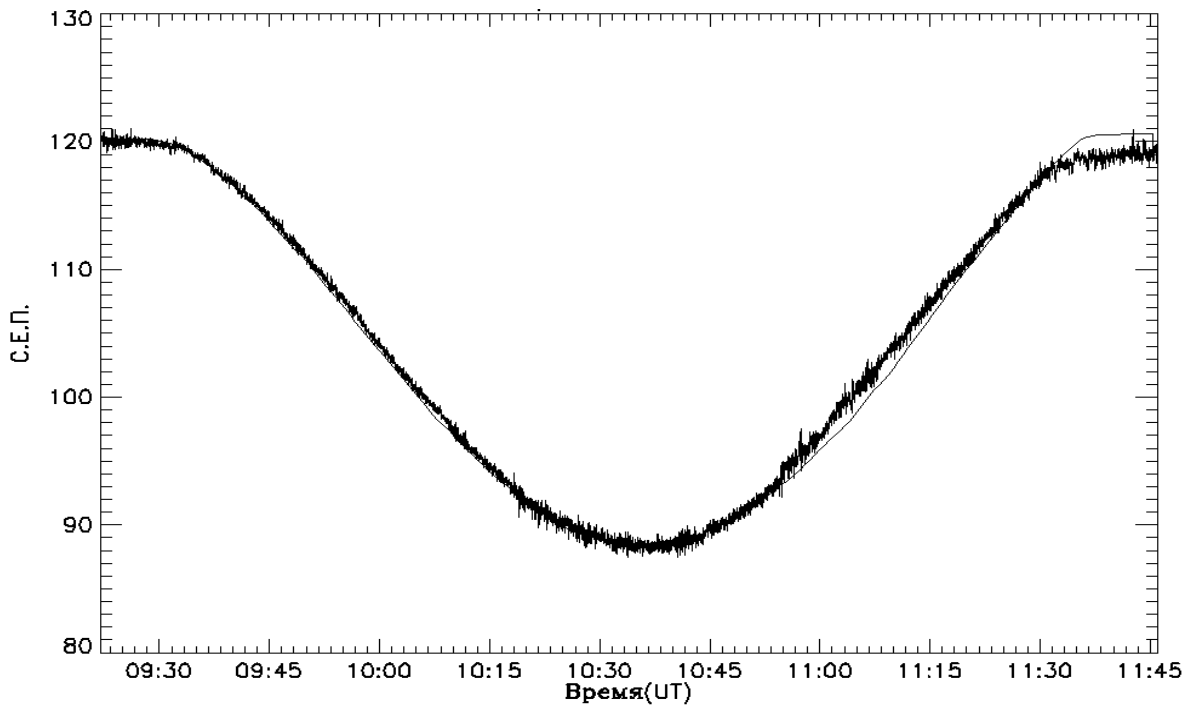


Рис. 3. Наблюдаемая и теоретическая затменные кривые Солнца.

Используя расчеты, сделанные в [3], можно определить теоретическое изменение интенсивности радиоизлучения от центра к лимбу, которое зависит от температуры верхнего слоя хромосферы и короны. Эти расчеты и

найденные источники были использованы при построении модели радиокарты Солнца для $\lambda = 4.9$ см (рис. 2).

Используя эту карту и подбирая радиоинтенсивность найденных источников, мы добивались максимального соответствия наблюдаемой и теоретической затменных кривых Солнца (рис. 3). Также необходимо было учитывать погодные условия наблюдения, которые были не идеальными. Однако видно, что наблюдаемая и теоретическая кривая хорошо согласуются друг с другом.

Расчеты модельной кривой покрытия показали, что область полярной КД имеет пониженное радиоизлучение на 25–40% и значительно уменьшает интенсивность яркого лимба полярной области на длине волны $\lambda = 4.9$ см.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ и гранта НШ-3645.2010.2.

Литература

1. *Шрамко А.Д., Сенник В.А., Тлатов А.Г.* Наблюдение солнечного затмения 29.03.2006 в радиодиапазоне на волнах 3.2 и 4.9 см (ГАС ГАО РАН). Труды конф. «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование её геофизических проявлений», 2007, СПб, ГАО РАН, с. 369–374.
2. *Шрамко А.Д., Гусева С.А.* Исследование излучения корональных дыр в период минимума солнечной активности. Труды конф. 2008, СПб, ГАО РАН, с. 393–396.
3. *Шрамко А.Д., Гусева С.А.* Сравнительный анализ данных солнечного затмения 29 марта 2006 года в сантиметровом радиодиапазоне с наблюдениями эмиссионных линий. Труды конф. «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование её геофизических проявлений», 2007, СПб, ГАО РАН, с. 365–368.

РЕГИСТРАЦИЯ ВСПЛЕСКА 01.08.2010 В РАДИОДИАПАЗОНЕ И ЕГО ОТКЛИК НА МАГНИТОМЕТРЕ ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Шрамко А.Д., Дормидонтов Д.В.

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия
a_shramko@inbox.ru, ra6ftz@mail.ru*

REGISTRATION OF FLARE ON AUGUST 1, 2010 THE RADIO FREQUENCY ENERGY AND ITS RESPONSE TO MAGNETOMETERS FIELD OF THE EARTH

Shramko A.D., Dormidontov D.V.

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

Kislovodsk Station worked to launch the Earth's field magnetometer SAM, through which conducted daily observations from 1 June 2009. Recorded two components of the Earth's magnetic field X and Y.

01/08/2010 radio telescope RT-2($\lambda 3.2$ cm) and RT-3 ($\lambda 4.9$ cm) was recorded a big splash, which was due to active processes in the only-governmental group of spots (№65) on the visible solar disk. Active processes triggered activity difference of two quiet prominences, which further caused ejection of matter into interplanetary space (CME).

03/08/2010 at 16h40m on the Earth's field magnetometer SAM were recorded beginning a sufficiently strong magnetic storm. Duration of active phase of the storm was 37 hours.

This event is interesting because it was only a powerful event in a large time interval, and the impact of this event on the Earth's magnetic field was practically nothing more than not distorted.

Введение

Спорадически возникающие на Солнце взрывные процессы – солнечные вспышки – относятся к важнейшим проявлениям солнечной активности. Значительная доля энергии вспышки содержится в высокоскоростных потоках солнечного ветра и «корональных выбросах массы» (СМЕ, облаков замагниченной плазмы, движущихся со скоростью до 1000 км/с). Солнечные вспышки существенно изменяют свойства и структуру гелиосферы и вызывают разнообразные геофизические явления.

Инструменты и данные наблюдений

Для регистрации потока радиоизлучения Солнца и регистрации вспышек и квазипериодических процессов в солнечной атмосфере на Горной астрономической станции ГАО РАН используются два радиотелескопа РТ-2 ($\lambda 3.2$ см) и РТ-3 ($\lambda 4.9$ см).

1 августа 2010 года с помощью этих радиотелескопов был зафиксирован большой радиовсплеск (рис. 1а), который был вызван вспышечным процессом в единственной группе пятен (№65) на видимом диске Солнца.

Вспышечный процесс спровоцировал активность двух протяженных протуберанцев (рис. 2) и вызвал выброс коронального вещества в межпланетное пространство (СМЕ). Максимум радиовсплеска в 9^h22^m. На рис.1б приведены данные рентгеновской активности Солнца (КА GOES-14) в промежутке времени три дня до и три дня после всплеска. И видно, что это событие было единственным мощным событием за этот период времени.

С помощью магнитометра поля Земли SAM, работающего на Горной астрономической станции ГАО РАН, проводятся ежедневные измерения (с 1 июня 2009 г.) двух компонент магнитного поля Земли X и Y. Данные доступны через интернет на сайте станции (<http://www.solarstation.ru/?lang=ru&id=realtime>).

3 августа 2010 года в 16^h40^m на магнитометре было зафиксировано начало достаточно сильной магнитной бури (рис. 3). Продолжительность активной фазы магнитной бури составила 37 часов.

Это событие интересно тем, что оно было единственным мощным событием за большой промежуток времени, и влияние этого события на магнитное поле Земли было практически ничем не искажено.

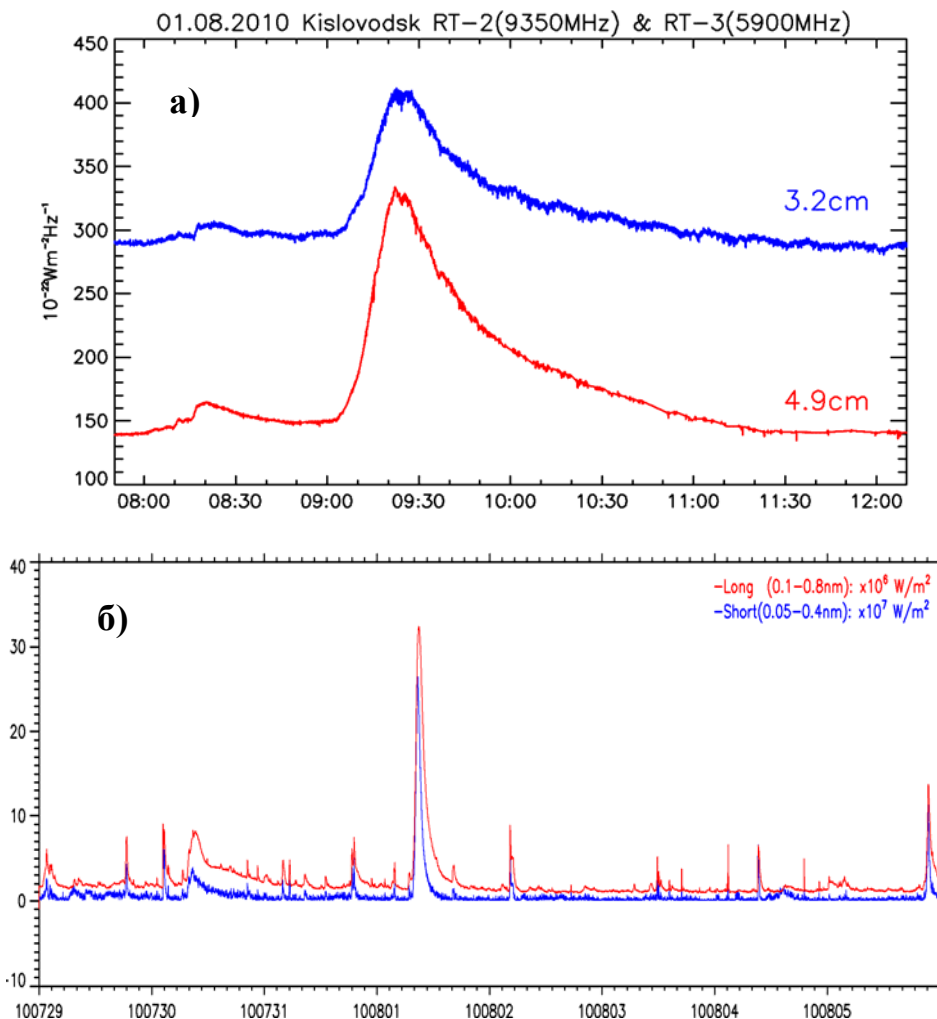


Рис. 1. а) Радиовсплеск 1 августа 2010 года зафиксированный на радиотелескопах RT-2 (λ 3.2 см) и RT-3 (λ 4.9 см); б) Данные КА GOES-14 с 29.07.2010 г. по 5.08.2010 г.

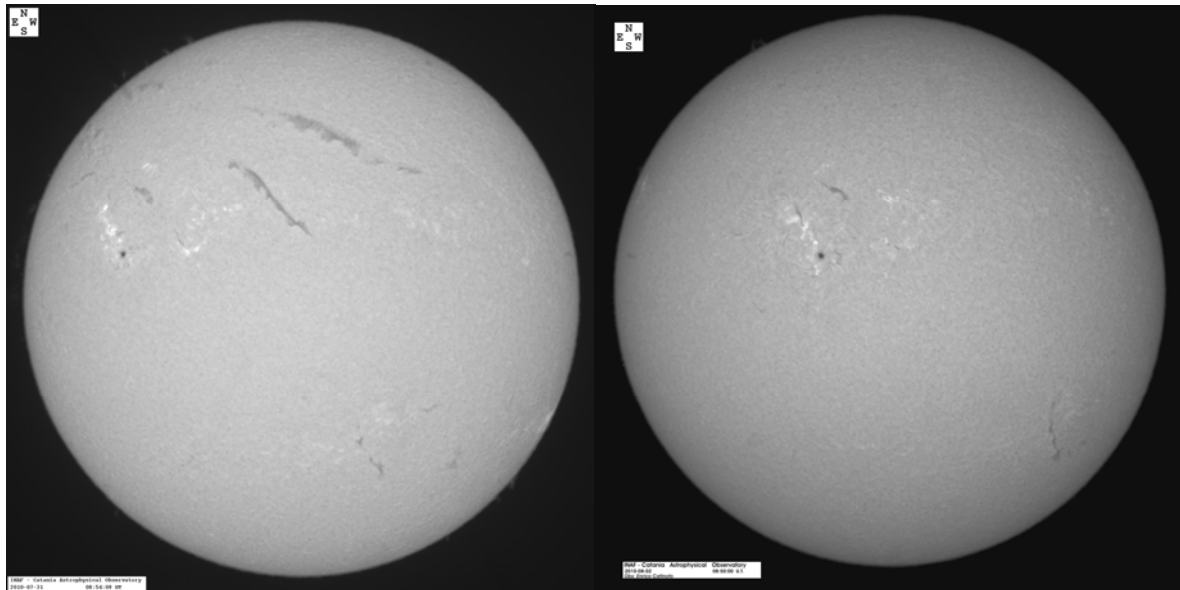


Рис. 2. На изображения (Catania) до СМЕ 31.07.2010 г.в 8^h54^m и после 2.08.2010 8^h50^m.

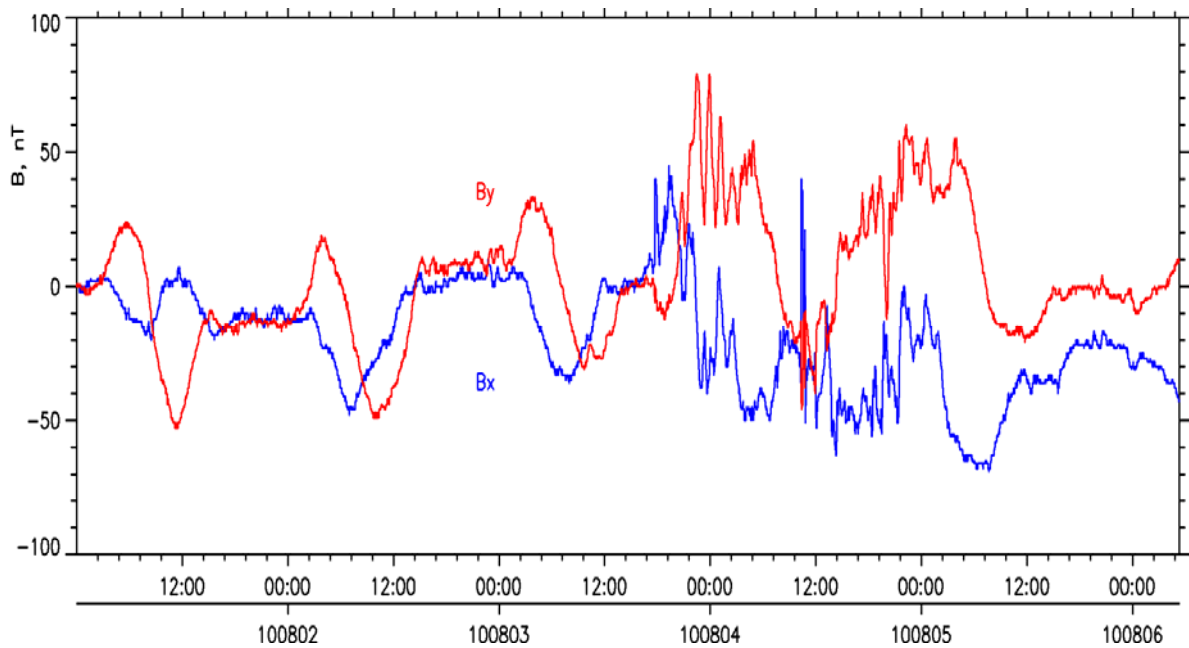


Рис. 3 Данные магнитометра поля Земли SAM (ГАС ГАО РАН) с 2.08.2010 г. по 6.08.2010 г.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ РАН и гранта НШ-3645.2010.2.

Памяти М.М. Молоденского

Написание статьи «К оценке максимального магнитного поля Солнца» было связано с интересом к некоторым проблемам солнечного нейтрино, которые могли бы найти объяснение при наличии внутри Солнца магнитных полей большой величины. К сожалению, при жизни опубликовать работу Михаил Михайлович Молоденский не успел. Работа подготовлена в секторе «Теория корональных структур», которым М.М. Молоденский руководил около тринадцати лет.

С основными вехами научной работы М.М. Молоденского можно познакомиться на сайте: www.izmiran.ru/info/personalia/molodensky

Л.И. Старкова, В.Л. Мерзляков, В.А. Кутвицкий

К ОЦЕНКЕ МАКСИМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Молоденский М.М.

ИЗМИРАН, Троицк

В работе [1] было показано, что максимальные магнитные поля, совместимые с равновесием во внутренних областях звезд могут существенно превосходить поля поверхностные. В связи с этим в работе [2] авторы приняли однородное краевое условие $\mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\Sigma} = 0$. Это условие является основным и в данной работе. С его помощью устанавливается связь между магнитной энергией внутри объема и распределением давления внутри Солнца. Отсюда получены оценки предельных полей во внутренних областях Солнца. Максимальное поле достигает величины $3 \cdot 10^9$ Гс, что примерно на порядок превосходит чандрасекаровский предел, относящийся к однородной модели звезды.

1. Введение

Впервые проблемы равновесия и гравитационной устойчивости плазменных образований в магнитном поле были поставлены С. Чандрасекаром и Э. Ферми в 1953 г. [1]. Рассмотрены звезды, рукава галактик и области межзвездного газа. Интерес к звездам был связан с открытием магнитных звезд. Найден предел магнитного поля сферической звезды с однородной плотностью. Показано, что средний квадрат напряженности магнитного поля $\langle H^2 \rangle$ в случае равновесия удовлетворяет условию

$$\sqrt{\langle H^2 \rangle} \leq 2 \cdot 10^8 (M/R^2) \text{ Гс}, \quad (1)$$

где M и R выражены в единицах массы и радиуса Солнца M_\odot и R_\odot . Для Солнца последний множитель равен единице.

Предел, установленный соотношением (1), на несколько порядков больше наблюдаемых поверхностных полей. Авторы работы [1] отмечают, что "поля внутри объекта могут быть гораздо сильнее полей на поверхности". В связи со сказанным представляет интерес рассмотреть предел магнитного поля для внутренних слоев Солнца, учитывая при этом зависимость плотности и давления от радиуса. В цитируемой работе [1] получен еще один важный результат, относящийся к звездам. Для случая модели однородной самогравитирующей жидкости с замороженным однородным полем внутри звезды и дипольным полем во внешнем пространстве показано, что величина сжатия есть (см. формулу (157) этой работы):

$$\varepsilon/R_\odot = -3.5 (H/H_{\text{cp}})^2. \quad (2)$$

Измерения сжатия Солнца (см., например, [3]) показывают, что, по крайней мере, $\varepsilon/R_\odot \leq 10^{-5}$. Из (2) следует оценка $H \leq 10^6$ Гс. Несмотря на то, что сжатие Солнца является весьма малой величиной, в данной модели не получено уточнение предела H . Поскольку дипольный момент Солнца, доступный непосредственному измерению, мал, его магнитное поле много

меньше, чем 10^6 Гс. Значения полей, существенно превосходящих предел (1), могут представлять интерес в связи с некоторыми проблемами солнечного нейтрино.

Ниже рассмотрим конфигурации, расположенные в слоях $r_i \leq r \leq r_{i+1}$, где $i = 1 \dots 10$ и $r_{i+1} - r_i = 0.1 R_\odot$, для которых известны значения плотности ρ и давления P внутри Солнца [4]. Рассматриваются такие конфигурации, у которых поле на границе равно нулю (см. работу [2], в которой впервые использовано это краевое условие).

2. Газовое давление и натяжения поля

Рассмотрим следствия из уравнений равновесия, имеющие вид интегральных соотношений между энергией поля, величиной внешних сил \mathbf{F} , и значениями поля на границе. Уравнение равновесия, как известно, можно записать в виде:

$$\operatorname{div} \check{T} = \mathbf{F}, \quad (3)$$

где

$$\mathbf{F} = -\nabla P + \rho \mathbf{g}, \quad (4)$$

и \check{T} – максвелловский тензор натяжений:

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{B^2}{2} \delta_{ik} - B_i B_k \right). \quad (5)$$

Дивергенция его, как известно,

$$\operatorname{div} \check{T} = -\frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \operatorname{div} \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi} [\operatorname{rot} \mathbf{B} \mathbf{B}], \quad (6)$$

и в случае магнитного поля это есть одно из выражений силы Ампера.

Возьмем далее вектор $\mathbf{D} \equiv \mathbf{r} \check{T}$, где \mathbf{r} – радиус-вектор, проведенный из центра Солнца в текущую точку, и рассмотрим скаляр

$$\operatorname{Div} \mathbf{D} = \mathbf{r} \operatorname{div} \check{T} + T_{ik} \delta_{ik}. \quad (7)$$

В правой части первый член, согласно (3), можно записать как $\mathbf{r} \mathbf{F}$, а второй равен $B^2/8\pi$. Интегрируя (7) по объему, ограниченному поверхностью S , будем иметь:

$$\int_V \left\{ \frac{B^2}{8\pi} + (\mathbf{r} \mathbf{F}) \right\} dV = \int_S D_n ds_n, \quad (8)$$

где индексом n отмечена проекция на внешнюю нормаль векторов \mathbf{D} и ds .

Согласно (7) и с учетом (5), правая часть (8) может быть записана как

$$\int_S \mathbf{D} ds = \int_S \left\{ \frac{B^2}{8\pi} (\mathbf{r} ds) - (\mathbf{B} \mathbf{r})(\mathbf{B} ds) / 4\pi \right\}, \quad (9)$$

и во всех тех случаях, когда поверхностный интеграл равен нулю, имеет место соотношение между полной энергией магнитного поля и интегралом, содержащим "внешние" силы \mathbf{F} .

В случае однородных краевых условий $\mathbf{B}|_\Sigma = 0$ одновременно с (8) для произвольной области интегрирования можно записать

$$\int \left(\frac{B^2}{8\pi} - \mathbf{j}\mathbf{A}/2c \right) dV = 0, \quad (10)$$

Это соотношение является совершенно общим, в отличие от (8), не учитывающим равновесия.

В работе В.Д. Шафранова [5] обращено внимание на то, что если токи, создающие поле, заключены в некотором конечном объеме, то поле при $r \rightarrow \infty$ стремится к $1/r^3$ (полю диполя). Если положить $\mathbf{F} = 0$ в (8) и подставить в правую часть (9) $B \sim 1/r^3$, то интеграл справа обратится в ноль и, следовательно, магнитная энергия также будет равна нулю.

С другой стороны, решения уравнений бессилового поля, полученные С. Чандрасекаром [6], дают пример токов, убывающих с расстоянием недостаточно быстро. Поле этих токов не может быть представлено на бесконечности дипольным членом.

В солнечной короне существуют конфигурации, которые представляют собой открытые магнитные поля с силовыми линиями, уходящими на бесконечность. Ток в этих образованиях нельзя считать замкнутым в объеме, малом по сравнению с размерами этих структур. К ним также относится полученный вывод.

3. Равновесие поля

В связи со сказанным имеет смысл рассмотреть вывод из (8) в общем случае. Вводя для краткости обозначения:

$$W = \int_0^r r^2 dr \int_{\Omega} \{ (B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2) / 8\pi \} d\Omega; \quad Z = \int_0^r r^2 dr \int_{\Omega} (\mathbf{F}\mathbf{r}) d\Omega; \quad G = r^2 \int_{\Omega} (B_{\perp}^2 / 4\pi) d\Omega,$$

запишем

$$W' = dW/dr = r^2 \int_{\Omega} \{ (B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2) / 8\pi \} d\Omega, \quad (11)$$

и, замечая, что

$$W' - G = r^2 \int_{\Omega} \{ (B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2) / 8\pi \} d\Omega,$$

перепишем (8) с учетом (9) в виде

$$W + Z = r (W' - G). \quad (12)$$

Соотношение (12) можно рассматривать как дифференциальное уравнение относительно W :

$$r W' - W = Z + r G. \quad (13)$$

Если считать известной правую часть (13), то можно найти W (см. [2]):

$$W = r \left\{ \int_0^r (dr / r^2) (Z + r G) + C \right\}, \quad (14)$$

где C – произвольная постоянная.

4. Поле в сферическом слое

В работе В.А. Кутвицкого и Л.С. Соловьева [2] рассматривались конфигурации, описываемые функциями Бесселя $J_{n+1/2}(\alpha r)$ и присоединенными полиномами Лежандра $P_n^1(\cos\theta)$ (см. также [7]). Несколько первых гармоник $n = 1, 2, 3$ представлены на рис. 3 этой работы. Видно, что преобладающим полем является $e_\theta B_\theta + e_\varphi B_\varphi$, а компонента r мала всюду, кроме полярных областей. Во введенных ранее обозначениях это означает, что $B_\perp^2 \ll B_\parallel^2$, и в соотношении (14) можно пренебречь rG по сравнению с Z . Для того чтобы интеграл (14) сходилась, нужно, чтобы при $r \rightarrow 0$ было

$$Z = Z_0 r^k, \quad W = Z_0 r^k / (k - 1), \quad k \geq 2. \quad (15)$$

Поскольку при $r \rightarrow 0$, $|F| \rightarrow 0$ (в центре Солнца ввиду симметрии $\nabla p = 0$), из (11) следует, что $Z \sim r^5$. Для спокойного Солнца в работе В.А. Кутвицкого и Л.С. Соловьева [2] принято условие

$$\mathbf{B}|_\Sigma = 0. \quad (16)$$

В случае сферического слоя краевое условие (16) должно относиться к границе области, то есть к сферическим поверхностям $r = r_i$ и $r = r_{i+1}$. Примем далее $r_{i+1} - r_i = 0.1 R_\odot$.

Несмотря на то, что во внутренних слоях Солнца нам ничего не известно о реальном распределении силы \mathbf{F} , мы можем сделать оценку ее величины. Действительно, сила \mathbf{F} направлена от центра Солнца наружу, и величина ее не может быть больше, чем газовое давление (равное гравитации) в данном месте. Иначе соответствующий слой вещества будет выброшен магнитным давлением. Примем далее

$$Z(r) = \frac{Z_0}{2} \{ \mathfrak{S}(r_i - r) - \mathfrak{S}(r_{i+1} - r) \}, \quad (17)$$

где Z_0 – амплитуда $Z(r)$, $\mathfrak{S}(x)$ – известная ступенчатая функция, r_i и r_{i+1} – точки, в которых происходят скачки $Z(r)$.

Максимальное значение поля $2.8 \cdot 10^9$ Гс превосходит чандрасекаровский предел и значения, полученные в работе [2]. При удалении слоя от центра быстро уменьшается предельное значение B , и при $r \rightarrow R_\odot$ $B \rightarrow 0$.

5. Чандрасекаровский предел для неоднородной звезды

Аналогичный результат может быть получен исходя из необходимого условия устойчивости равновесия звезды с магнитным полем (см. [1]). Таким условием является требование

$$U > W, \quad (18)$$

где U и W , соответственно, гравитационная и магнитная энергии. При этом

$$U = -\frac{3}{5} G_o \frac{M^2}{r}, \quad (19)$$

где $G_o = 6.67 \cdot 10^{-8}$ дин·см²/г² – гравитационная постоянная, M и r – масса звезды и ее радиус (см. [2]). Подставляя в (19) вместо M величину $\frac{4}{3} \pi \rho r^3$, запишем:

$$U = -\frac{16}{15} \pi^2 \rho^2 G_o r^5, \quad (20)$$

и, дифференцируя последнее выражение, найдем энергию взаимодействия $\delta U = -\frac{16}{3} \pi G_o \rho^2 r^4 \delta r$ толщиной δr , радиусом r , и массой, расположенной внутри слоя. Последнее выражение можно также переписать как

$$\delta U = -G_o M \frac{1}{r} \delta M, \quad \delta M = \rho \delta V, \quad \delta V = 4\pi r^2 \delta r. \quad (21)$$

Видно, что энергия (21) соответствует взаимодействию элемента δM в поле с потенциалом M/r . Наконец, сила взаимодействия $\Phi = G_o M (1/r^2) \delta M$, т.е. $\Phi = F_r \delta V$.

Используя полученное ранее соотношение (8) с правой частью, обращаемой в ноль ввиду условия (18), в случае достаточно тонкого слоя получим оценку B :

$$G_o M \frac{1}{r} \rho = \frac{B^2}{8\pi}. \quad (22)$$

Подставляя численные значения входящих в левую часть величин и полагая $\rho = 1$ или $\rho = 160$ г/см³, будем иметь

$$B < 2.18 \cdot 10^8 \sqrt{\rho}, \quad (23)$$

т.е. $B \leq 2 \cdot 10^8$ Гс и $B \leq 2.5 \cdot 10^9$ Гс.

6. Заключение

Заметим следующее. Чандрасекаровский предел $2 \cdot 10^8$ Гс получен для модели с однородной плотностью, равной средней плотности Солнца $\rho = 1.409$ г/см³. В более реалистической модели это значение достигается при $r = 0.5$. Для сферического слоя, с этим значением r максимальное поле составляет $2.4 \cdot 10^8$ Гс, что следует считать хорошим совпадением. Из соображений размерности следует, что между B^2 и P существует связь вида $B^2 = kP$, где k – безразмерный коэффициент. В данном случае $k = r/l$, где l – характерный размер, относящийся к $\text{grad } P \approx P/l$. Точное соотношение между P и B^2 получено для конфигураций полей, заключенных внутри сферических слоев между r_i и $r_i + 0.1R_\odot$, относящихся к так называемым телам с "нулевым притяжением" $\mathbf{B}|_\Sigma = 0$.

Сравнение с данными работ [1] и [2] показывает, что максимальное поле на порядок больше, чем в моделях однородной звезды и в модели Прендергаста [7]. Если же поле сосредоточено в поверхностном слое $r = 0.9R_{\odot}$, то его максимальная величина не может быть больше $2 \cdot 10^6$ Гс, т.е. приблизительно на два порядка меньше, чем в однородной модели. Таким образом, величина предельного поля, не разрушающего равновесия, весьма существенно зависит от того, на какой глубине оно находится.

Литература

1. *Chandrasekhar S. and Fermi E. // Astrophys. J., 1953, v.118, p.116.*
2. *Кутвицкий В.А., Соловьев Л.С. // ЖЭТВ, 1994, v.105, с.853.*
3. *Dicke R., Goldenberg M. // Phys. Rev. Lett., 1967, v.18, № 9, p.313.*
4. *Аллен К. // Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.*
5. *Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы, т. 2. М.: Атомиздат, 1963.*
6. *Chandrasekhar S. // Proc. Nat. Acad. Sci. US, 1956, v.42, p.1.*
7. *Prendergast K.H. // Astrophys. J., 1956, v. 123, p.498.*

СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 3, 7, 11
Абрамов-Максимов В.Е. 15, 277
Авакян С.В. 19
Агалаков Б.В. 23
Алтынцев А.Т. 151
Андриец Е.С. 237
Анисимов В.В. 375
Бадалян О.Г. 27
Бакунина И.А. 31
Балыбина А.С. 35
Баранов А.В. 39, 43
Баранов Д.Г. 83
Барановский Э.А. 47
Баринов А.В. 51
Безруков Д.А. 311
Беневоленская Е.Е. 55
Биленко И.А. 61
Богод В.М. 65
Богоявленский А.И. 7, 11
Борисевич Т.П. 23
Боровик В.Н. 119, 253
Ботыгина О.А. 241
Бруевич Е.А. 71
Вальчук Т.Е. 75, 209
Васильев С.С. 123
Васильева В.В. 433
Веретененко С.В. 79
Вернова Е.С. 83
Вишневский В.В. 343
Владимирский Б.М. 47, 87
Волобуев Д.М. 91, 95
Вохмянин М.В. 97
Выборнов В.И. 101
Гельфрейх Г.Б. 15
Георгиева К. 105, 193, 265
Горшков В.Л. 111
Гриб С.А. 115
Григорьева И.Ю. 119
Гусева С.А. 459
Данов Д. 193
Дергачев В.А. 123, 347
Дивлекеев М.И. 129
Дормидонтов Д.В. 377, 463
Ерофеев Д.В. 133
Ерофеева А.В. 133
Еселевич В.Г. 137, 143
Еселевич М.В. 143
Ефименко В.М. 147
Ефремов В.И. 307
Жильцов А.В. 371, 391
Загайнова Ю.С. 383
Зайцев В.В. 151
Золотова Н.В. 155
Иванов В.Г. 159, 167, 257
Иванов Е.В. 163
Ихсанов Р.Н. 167, 171, 175
Ишков В.Н. 179, 209
Калинин А.А. 183
Kallunki J. 391
Кальтман Т.И. 185
Караханян А.А. 35
Каримова Л.М. 205
Кацова М.М. 189
Кашапова Л.К. 119, 229, 269, 437
Ким И.С. 325
Киричек Е.А. 405, 409
Киров Б. 105, 193, 265
Киселев Б.В. 197
Киселев В.Б. 197
Кислякова К.Г. 151
Кичигин Г.Н. 201
Князева И.С. 205
Ковалев В.А. 209
Кожеватов И.Е. 367
Кононова Н.К. 75
Копылова Ю.Г. 445
Костюченко И.Г. 209
Kouiská Knížová, P. 265

- Кудрявцев И.В.* 287
Кукса Ю.И. 179
Кулагин Е.С. 213
Куприянова Е.Г. 217
Кушталь Г.И. 383
Ланца А.Ф. 395
Лаповок Е.В. 7, 11
Лейко У.М. 221
Летишников Д.Х. 225
Лившиц М.А. 101, 119, 229
Lindholt M. 299
Лозицкий В.Г. 237, 241
Макаренко Н.Г. 205
Макарова В.В. 245
Малащук В.М. 437
Манкаева Г.А. 249
Мацко Д.Е. 375
Машнич Г.П. 383
Медарь В.Г. 253
Мельников В.Ф. 31, 51, 217, 321, 335
Мерзляков В.Л. 417
Мешалкина Н.С. 151, 269
Милецкий Е.В. 159, 257
Минасянц Г.С. 261
Минасянц Т.М. 261
Мирошниченко Л.И. 201
Михаляев Б.Б. 249
Мишенина Т.В. 189
Можаровский С.Г. 43
Молоденский М.М. 457
Моргачев А.С. 321
Мосс Д.Л. 395
Мошна, Z. 265
Мышьяков И.И. 269
Наговицын Ю.А. 95, 273, 277, 283, 375
Наговицына Е.Ю. 277
Нагнибеда В.Г. 391
Нахатова Г.Г. 287
Никулин И.Ф. 291
Обридко В.Н. 343
Огурцов М.Г. 79, 295, 299
Oinonen M. 299
Опейкина Л.В. 23
Орешина А.В. 303, 331
Парфиненко Л.Д. 307
Петерова Н.Г. 23, 311
Подгорный А.И. 315
Подгорный И.М. 315
Поляков В.Е. 321
Понявин Д.И. 97, 155, 421
Попов В.В. 325
Попова Е.П. 327
Порфирьева Г.А. 331
Прокудина В.С. 171
Пузыня В.М. 335
Пятигорский А.Г. 339
Пятигорский Г.А. 339
Рагульская М.В. 343
Распопов О.М. 123, 347
Riehoainen A. 391
Ривин Ю.Р. 355, 359, 363
Руденко Г.В. 269, 437
Руденчик Е.А. 367
Рыбак А.Л. 283
Рыжов В.С. 371, 391
Рябов Б.И. 311
Савченко М.И. 209
Семилетова Ю.В. 375
Середжинов Р.Т. 377
Сидоров В.И. 201
Склярова Е.М. 379
Скоморовский В.И. 383
Смирнова А.С. 387
Смирнова В.В. 371, 391
Снегирев С.Д. 387
Соколов Д.Д. 327, 395
Соловьёв А.А. 249, 307, 399, 405, 409
Сомов Б.В. 303, 441
Сотникова Р.Т. 413
Старкова Л.И. 417
Степанов Д.И. 421
Степанян Н.Н. 437
Струминский А.Б. 425

Ступишин А.Г. 65
Суюнова Э.З. 325
Сыч Р.А. 15
Сычев А.С. 343
Тавастииерна К.С. 175
Таращук В.П. 47
Теодосиев Д. 179
Тлатов А.Г. 225, 429, 433
Токий В.В. 147
Топчило Н.А. 23, 311
Трифонов В.И. 383
Тясто М.И. 83
Файнштейн В.Г. 383, 437
Ханков С.И. 7, 11
Helata S. 299
Хлыстов А.И. 441
Цап Ю.Т. 445
Чариков Ю.Е. 209, 379, 449
Чупраков С.А. 383
Шейнер О.А. 387
Шибает И.Г. 179, 455
Шибасаки К. 15, 217
Шрамко А.Д. 459, 463
Юнгнер Х. 123, 299
Язев С.А. 201
Якунина Г.В. 71, 331
Яснов Л.В. 65

СОДЕРЖАНИЕ

Абдусаматов Х.И. Двухвековое снижение солнечной постоянной ведёт к глубокому похолоданию климата.....	3
Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И. Влияние на климат Земли вариаций характеристик атмосферы, определяющих пропускание солнечного и теплового земного излучения.....	7
Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И. Диагностика климата Земли по пепельному свету Луны.....	11
Абрамов-Максимов В.Е., Гельфрейх Г.Б., Сыч Р.А., Шибасаки К. Короткопериодические колебания микроволнового излучения солнечных пятен и вспышечная активность.....	15
Авакян С.В. Каналы воздействия космофизических факторов на погоднo-климатические характеристики.....	19
Агалаков Б.В., Борисевич Т.П., Опейкина Л.В., Петерова Н.Г., Топчило Н.А. Активная область NOAA 7123 “глазами” VLA, РАТАН-600, ССРТ и БПР: расхождение результатов и его возможные причины.....	23
Бадалян О.Г. Пространственно-временное распределение северо-южной асимметрии солнечной активности.....	27
Бакунина И.А., Мельников В.Ф. Межпятенные микроволновые источники в радиогелиографических наблюдениях: классификация, механизмы излучения, связь со вспышками.....	31
Балыбина А.С., Караханян А.А. Опыт индикации геомагнитной активности дендрохронологическими методами на территории Восточной Сибири.....	35
Баранов А.В. Расчет профилей Стокса линий со сложным расщеплением и малым фактором Ланде в спектрах солнечных пятен.....	39

Баранов А.В., Можаровский С.Г.

О величине напряженности магнитного поля в элементах тонкой структуры солнечной атмосферы..... 43

Барановский Э.А., Таращук В.П., Владимирский Б.М.

Колба Фицроя (штормгласс) как индикатор космической погоды – новые данные..... 47

Баринов А.В., Мельников В.Ф.

Корреляция наклона частотного спектра и степени поляризации микроволнового излучения вспышечных петель..... 51

Беневоленская Е.Е.

Динамика спокойного Солнца по данным космической обсерватории SDO..... 55

Биленко И.А.

Магнитные поля в циклах солнечной активности..... 61

Богод В.М., Ступишин А.Г., Яснов Л.В.

Исследование высотной структуры активной области с использованием многоволновых радио наблюдений..... 65

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

Индексы солнечной активности в 23 цикле..... 71

Вальчук Т.Е., Кононова Н.К.

Тропосферная циркуляция северного полушария в минимуме 23 цикла..... 75

Веретененко С.В., Огурцов М.Г.

О возможных причинах пространственно-временной изменчивости эффектов солнечной активности в циркуляции нижней атмосферы 79

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

Периодичности изменения фотосферных магнитных полей разной величины..... 83

Владимирский Б.М.

Большие Минимумы – Максимумы солнечной активности и социодинамика культуры..... 87

Волобуев Д.М.

Гипотеза о формировании полоидального магнитного поля Солнца 91

Волобуев Д.М., Наговицын Ю.А.

Моменты минимумов 11-летних циклов в эпоху между глобальными минимумами Шперера и Маундера..... 95

<i>Вохмянин М.В., Понявин Д.И.</i> Восстановление межпланетного магнитного поля по геомагнитным наблюдениям.....	97
<i>Выборнов В.И., Лившиц М.А.</i> О возможном ускорении частиц в короне на фазе спада вспышек.....	101
<i>Georgieva K., Kirov B.</i> Gnevyshev gap and Spörer's law.....	105
<i>Горшков В.Л.</i> Вариации геомагнитного поля параметров вращения Земли.....	111
<i>Гриб С.А.</i> Может ли обратная ударная волна возникать в солнечном ветре в магнитослое перед магнитосферой Земли?	115
<i>Григорьева И.Ю., Лившиц М.А., Боровик В.Н., Кашанова Л.К.</i> Эволюция активной области AR10898 перед вспышкой 6 июля 2006 по данным микроволновых и рентгеновских наблюдений.....	119
<i>Дергачев В.А., Васильев С.С., Распопов О.М., Юнгнер Х.</i> Изменение климата, естественные факторы и человеческая активность.....	123
<i>Дивлекеев М.И.</i> Морфология субвспышек по изображениям аппаратов STEREO.....	129
<i>Ерофеев Д.В., Ерофеева А.В.</i> Изменения размеров групп пятен в ходе солнечного цикла и на большой шкале времени.....	133
<i>Еселевич В.Г.</i> Законы солнечного ветра, справедливые на любой фазе цикла солнечной активности.....	137
<i>Еселевич М.В., Еселевич В.Г.</i> Особенности возникновения ударной волны впереди коронального выброса массы.....	143
<i>Ефименко В.М., Токий В.В.</i> Об индукционных электрических явлениях в плазменных слоях солнечной атмосферы.....	147
<i>Зайцев В.В., Кислякова К.Г., Алтынцева А.Т., Мешалкина Н.С.</i> Об эффекте сильного возрастания электрического тока в корональных магнитных петлях во время солнечных вспышек.....	151

Золотова Н.В., Полявин Д.И. Моделирование солнечных циклов импульсами активности.....	155
Иванов В.Г., Милецкий Е.В. О широтном распределении пятенной активности Солнца.....	159
Иванов Е.В. Роль крупномасштабного магнитного поля Солнца в генерации корональных выбросов массы.....	163
Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. Особенности дифференциального вращения Солнца в 19-23 циклах активности.....	167
Ихсанов Р.Н., Прокудина В.С. Комплексное исследование вспышечной активности и движения пятен в группах СД 418 и 420 за 1980 год.....	171
Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С. Особенности широтной и долготной эволюции корональных дыр в 11-летних солнечных циклах. II.....	175
Ишков В.Н., Кукса Ю.И., Теодосиев Д., Шибяев И.Г. Непосредственный отклик на солнечные вспышки по данным магнитометрического комплекса: проект «Шуман».....	179
Калинин А.А. Линии нейтрального кислорода в солнечных протуберанцах.....	183
Кальтман Т.И. О соотношении вкладов гармоник гирочастоты для циклотронного излучения пятенного источника.....	185
Кацова М.М., Мишенина Т.В. Активность К звёзд с разными скоростями вращения.....	189
Киров Б., Георгиева К., Данов Д. Космическая погода и ее влияние на накопления электростатического заряда на космических аппаратах.....	193
Киселев В.Б., Киселев Б.В. Индекс рекуррентной асимметрии пятнообразования Солнца.....	197
Кичигин Г.Н., Мирошниченко Л.И., Сидоров В.И., Язев С.А. Особенности крупного солнечного события 23 июля 2002 г.: модель источника ускоренных частиц.....	201
Князева И.С., Каримова Л.М., Макаренко Н.Г. О природе мультифрактального скейлинга MDI-магнитограмм.....	205

Ковалев В.А., Вальчук Т.Е., Ишков В.Н., Костюченко И.Г., Савченко М.И., Чариков Ю.Е. Режимы нагрева и «испарения» плазмы во время солнечной вспышки 05.07.2010.....	209
Кулагин Е.С. Основные результаты наблюдений с Узкополосным перестраиваемым фильтром.....	213
Куприянова Е.Г., Мельников В.Ф., Шибасаки К. Особенности квазипериодических пульсаций (КПП) микроволнового излучения в пространственно разнесённых участках солнечной вспышки.....	217
Лейко У.М. Особенности северо-южной асимметрии солнечной активности.....	221
Лепшоков Д.Х., Тлатов А.Г. Создание каталога характеристик солнечных пятен за период 1853–1861 гг.	225
Лившиц М.А., Кашанова Л.К. Физика постэруптивных аркад: наблюдательный аспект.....	229
Лозицкий В.Г., Андриец Е.С. Сопоставление магнитных полей в слабых солнечных вспышках, измеренных по линиям фотосферы и хромосферы.....	237
Лозицкий В.Г., Ботыгина О.А. Антикорреляция магнитных полей, измеренных в активных протуберанцах по линиям водорода и гелия.....	241
Макарова В.В. Сценарий 24-го цикла пятен согласно свойствам полярной активности Солнца.....	245
Манкаева Г.А., Михалев Б.Б., Соловьев А.А. Спиральные бессиловые структуры в корональных магнитных аркадах.....	249
Медарь В.Г., Боровик В.Н. Микроволновое и рентгеновское излучение Солнца в эпоху минимума солнечной активности.....	253
Милецкий Е.В., Иванов В.Г. Тонкая структура широтно-временной эволюции крупномасштабного магнитного поля Солнца.....	257

Минасянц Г.С., Минасянц Т.М. Свойства корональных выбросов, образующихся на видимой и противоположной стороне Солнца.....	261
Mořna, Z., Koucká Knížová, P., Georgieva, K., Kirov, B. The effects of different solar drivers on the ionosphere.....	265
Мышьяков И.И., Руденко Г.В., Кашапова Л.К., Мешалкина Н.С. Моделирование гиротронного излучения солнечной вспышки 2 мая 2007 с использованием экстраполяции магнитного поля в бессиловом приближении.....	269
Наговицын Ю.А. Среднемесячные значения числа полярных факелов и их функция видимости.....	273
Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Абрамов-Максимов В.Е. Долгопериодические колебания солнечных пятен в оптическом и радио диапазонах по данным SOHO и Nobeyama.....	277
Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л. Длительные изменения средних физических характеристик солнечных пятен.....	283
Нахатова Г.Г., Кудрявцев И.В. К вопросу о реконструкции энергетических спектров ускоренных во время солнечных вспышек электронов, на основе данных по тормозному рентгеновскому излучению.....	287
Никулин И.Ф. Корональные проборы как элемент крупномасштабной структуры атмосферы Солнца.....	291
Огурцов М.Г. Временная эволюция статистических закономерностей пятнообразовательной деятельности Солнца.....	295
Ogurtsov M.G., Jungner H., Helama S., Lindholm M., Oinonen M. Paleoclimatological evidence for ubnormal temperature rise at extratropical part of the northern hemisphere over 1988–2008.....	299
Орешина А.В., Сомов Б.В. Об учёте теплопроводности при моделировании солнечных вспышек	303
Парфиненко Л.Д., Ефремов В.И., Соловьев А.А. Новые результаты по колебаниям солнечного пятна как целого, полученные на основе данных MDI (SOHO).....	307

Петерова Н.Г., Топчило Н.А., Рябов Б.И., Безруков Д.А. Характеристики источника циклотронного излучения над активной областью NOAA 10325.....	311
Подгорный И.М., Подгорный А.И. Солнечная вспышка – фотосферное магнитное поле и особенности рентгеновского излучения.....	315
Поляков В.Е., Моргачев А.С., Мельников В.Ф. Динамика частотного спектра и степени поляризации микроволнового излучения солнечных вспышечных петель.....	321
Попов В.В., Ким И.С., Суюнова Э.З. Поляриметрия протуберанца 29.03.2006 г.	325
Попова Е.П., Соколов Д.Д. Солнечный цикл по данным наблюдений и теория динамо.....	327
Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Орешина А.В. Взаимодействующие волокна на Солнце.....	331
Пузыня В.М., Мельников В.Ф. Взаимосвязь тепловой и нетепловой компонент микроволнового излучения вспышечной петли.....	335
Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А. Прогнозирование солнечной активности посредством исследования ряда месячных чисел Вольфа, используя нелинейный регрессионный частотно-временной анализ.....	339
Рагульская М.В., Вишневский В.В., Сычев А.С., Обридко В.Н. Адаптационные технологии сердца человека под влиянием космогеофизических факторов.....	343
Распопов О.М., Дергачев В.А. Роль атмосферной циркуляции в климатическом отклике на воздействие долговременной солнечной активности.....	347
Ривин Ю.Р. Детализация спектра магнитного поля Солнца как звезды и её интерпретация.....	355
Ривин Ю.Р. Циклические вариации магнитных полей Солнца по данным наблюдений и возможные механизмы их генерации.....	359

Ривин Ю.Р.

Циклические вариации общего магнитного поля Солнца и рекуррентной геомагнитной активности..... 363

Руденчик Е.А., Кожеватов И.Е.

Новая версия спектромагнитографа ИЗМИРАН..... 367

Рыжов В.С., Жильцов А.В., Смирнова В.В.

Разработка и реализация различных методик наблюдений активных областей на Солнце в миллиметровом диапазоне на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана..... 371

Семилетова Ю.В., Наговицын Ю.А., Анисимов В.В., Мацко Д.Е.

О влиянии солнечной активности на темпы опухолевой прогрессии первичных меланом кожи человека..... 375

Середжинов Р.Т., Дормидонтов Д.В.

Система управления солнечного оперативного телескопа Кисловодской Горной астрономической станции..... 377

СклярOVA Е.М., Чариков Ю.Е.

Тепловые вспышки: ускорение заряженных частиц и нагрев плазмы 379

Скоморовский В.И., Трифонов В.И., Машнич Г.П., Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Кушталъ Г.И., Чупраков С.А.

Свойства солнечной короны во время затмения 1 августа 2008 г. ... 383

Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А.

Об усилении долгопериодных пульсаций геомагнитного поля накануне геоэффективных солнечных вспышек..... 387

Смирнова В.В., Нагнибеда В.Г., Рыжов В.С., Жильцов А.В., RiehoKainen A., Kallunki J.

Первые результаты наблюдений активных областей и вспышечных событий на Солнце в миллиметровом диапазоне на радиотелескопах РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана и РТ-14 обсерватории Метсахови (Финляндия)..... 391

Соколов Д.Д., Ланца А.Ф., Мосс Д.Л.

Солнечное и звездные динамо в свете первых баттерфляй-диаграмм звезд..... 395

Соловьёв А.А.

Динамика скрученных магнитных силовых трубок (жгутов) и вспышечное пересоединение в этих структурах..... 399

Соловьёв А.А., Киричек Е.А.

Магнитный шар в однородном поле сил тяжести..... 405

Соловьев А.А., Киричек Е.А. Моделирование корональных стримеров.....	409
Сотникова Р.Т. Вариации энергетического спектра рентгеновских вспышек активных областей разных классов в 21–23 циклах.....	413
Старкова Л.И., Мерзляков В.Л. Особенности токовой системы солнечной короны эпохи минимума	417
Степанов Д.И., Понявин Д.И. Роль меридиональной циркуляции в моделях солнечного динамо.....	421
Струминский А.Б. Наблюдения радиоизлучения на частоте 245 МГц как индикатор нового режима ускорения электронов и нагрева плазмы.....	425
Тлатов А.Г. Роль электромагнитных сил в формировании послевспышечной аркады.....	429
Тлатов А.Г., Васильева В.В. Изменение углов наклона активных областей по данным наблюдения в 20-м веке.....	433
Файнштейн В.Г., Степанян Н.Н., Руденко Г.В., Малащук В.М., Кашанова Л.К. Свойства магнитных полей корональных дыр с активными областями	437
Хлыстов А.И., Сомов Б.В. Прогноз 24-го цикла по количеству беспятенных дней в предшествующем минимуме.....	441
Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г. Течение Свита-Паркера и эвакуация плазмы токового слоя.....	445
Чариков Ю.Е. Поляризация жёсткого рентгеновского излучения вспышек и проблема углового распределения ускоренных частиц.....	449
Шibaев И.Г. Оценка восстановленной части ряда ежемесячных чисел Вольфа (1700–1849 гг.) по характеристикам его достоверной части (1849–2009 гг.) и температурным рядам.....	455
Шрамко А.Д., Гусева С.А. Исследование радиоизлучения корональных дыр в минимуме активности Солнца по частному затмению 01.08.2008 на ГАС ГАО РАН	459

Шрамко А.Д., Дормидонтов Д.В.

Регистрация всплеска 01.08.2010 в радиодиапазоне и его отклик на магнитометре поля Земли..... 463

Молоденский М.М.

К оценке максимального магнитного поля Солнца..... 467

Список авторов..... 473

Научное издание

***ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА***

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2010**

ТРУДЫ

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