

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*XXVII ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2023**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2023

Сборник содержит доклады, представленные на XXVII Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2023» (9 – 13 октября 2023, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Физика солнечной плазмы» Научного совета «Солнце-Земля». Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям. Конференция проводилась в очно-заочной форме.

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Чешской Республики, Болгарии, Финляндии, Китая.

Оргкомитет конференции

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

Зам. сопредседателей – Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)

Зам. сопредседателей - А.Г. Глатов (*ГАС ГАО РАН*)

Члены оргкомитета:

В.И. Абраменко (*КраО РАН*)

В.М. Богод (*СаО РАН*)

К. Георгиева (*ИКСИ-БАН, Болгария*)

В.А. Дергачев (*ФТИ РАН*)

М.М. Кацова (*ГАИШ МГУ*)

Л.Л. Кичатинов (*ИСЗФ СО РАН*)

Н.Г. Макаренко (*ГАО РАН*)

В.Ф. Мельников (*ГАО РАН*)

В.Н. Обридко (*ИЗМИРАН*)

А.А. Соловьёв (*ГАО РАН*)

Д.Д. Соколов (*МГУ*)

Ю.Т. Цап (*КраО РАН*)

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

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

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

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

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

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

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЫ КАК СИСТЕМЫ С САМООРГАНИЗАЦИЕЙ

Абраменко В.И.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

MAGNETIC STRUCTURES IN THE SOLAR PHOTOSPHERE AS SYSTEMS WITH SELF-ORGANIZATION

Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-3-6>

For a variety of spatial and temporal scales, magnetic structures on the solar surface display a property of self-organization: super-granulation network, spatio-temporal distribution of sunspots (the butterfly diagram), the 22-year solar cyclicity, etc. Self-organization is a natural state for turbulent systems which the solar magnetized plasma belongs to. A very important subset of systems with self-organization is the systems with self-organized criticality (SOC). In such systems, spontaneous strong fluctuations occupied nearly the entire system (in space domain), and/or long-lasting eruptions (in time domain) are observed. This means the presence of long correlation, which can be diagnosed by the power-law heavy-tailed correlation function. We analyzed correlation functions of magnetic field of solar active regions (ARs). The ARs of different magneto-morphological structure were explored. It was found that the magnetic field structures of ARs do not possess the SOC-property, being self-organized only.

Магнитное поле Солнца, сгенерированное динамо-процессом, находится в состоянии постоянного само-возобновления. С одной стороны, глобальная природа магнитного поля Солнца как звезды создает условия для глобального упорядоченного поведения поля, которое выражается в цикличности активности солнца. Но этот циклический процесс действует в условиях турбулентности конвективной зоны, фотосферы, верхней атмосферы. А любая турбулентная среда – это система с самоорганизацией (возможность спонтанно создавать упорядоченные структуры из хаоса более мелких подсистем), с неизбежной перемежаемостью в пространстве и во времени (длительные промежутки низкой активности перемежаются с короткими промежутками высокой), с негауссовыми функциями распределения параметров, с фрактальными признаками и т.д., см., например, [1–3]. Эти свойства магнитного поля будут определять и природу флуктуаций поля, а флуктуации поля, в свою очередь, – это ключевой ингредиент работы динамо. В этой связи выявление свойств самоорганизации магнитных полей, особенно в различных условиях по пространству и времени, представляет собой не только познавательный интерес, но и открывает возможности поиска и проверки критериев для динамо-моделей.

Важным подмножеством систем с самоорганизацией являются системы с самоорганизованной критичностью [4] (self-organized criticality, SOC). Это системы, для которых характерен спонтанный переход в критическое состояние, когда происходят лавины всех масштабов, вплоть до масштаба всей системы. Примеры таких систем – солнечные вспышки, землетрясения, горные лавины и т.п. В этой связи следует отметить, что в исследованиях Солнца параметры SOC, как правило, измеряются в фотосфере, а вспышка инициируется в короне, и вопрос о том, какова магнитная связь между этими областями, остается пока открытым. Достаточно ли для запуска вспышки самоорганизованной критичности только в короне, а фотосферное поле может оставаться в состоянии только самоорганизации? Или фотосферная структура, не обладающая критическим свойством, не в состоянии дать мощную вспышку в короне? И в целом, обладает ли фотосферное магнитное поле свойствами SOC?

Один из наиболее эффективных способов диагностики самоорганизации и состояния SOC – это анализ корреляционных функций [1], как пространственных, так и временных. Коротко-коррелированные системы не обладают состоянием SOC, а появление длинных корреляций является признаком перехода в состояние SOC. Физические предпосылки уходят корнями в теорию перколяций: протекание перколяционного кластера (критическое состояние) связано со спонтанным образованием лавины масштаба всей системы, т.е. увеличением корреляционной длины до максимального масштаба.

Корреляционные функции в физике Солнца применяются в основном как временные корреляционные функции при изучении турбулентности в гелиосфере. Пространственные корреляционные функции как средство для исследования фотосферных структур до сих пор, по нашим сведениям, применяются крайне редко. Мы решили восполнить этот пробел и исследовать, в каком состоянии, с точки зрения самоорганизации и SOC, находится фотосферное поле активных областей (АО). Подобные проблемы лучше всего рассматривать на контрасте. Поэтому мы выбрали две активные области очень разной магнитной конфигурации. Использовались SDO/HMI магнитограммы *sharp_sea_720s* [5]. Первая – активная область NOAA 11734 – регулярная АО класса A1 по магнито-морфологической классификации (ММК), предложенной в [6], что означает, что для нее выполняются эмпирические законы теории динамо среднего поля (закон полярностей Хейла, закон Джоя, правило доминирования лидирующего пятна). Кроме того, это область слабой вспышечной активности (самая мощная ее вспышка показала рентгеновский класс C3.4).

Вторая выбранная активная область – NOAA 12192 – это нерегулярная АО, в которой мощный диполь всплыл к северо-западу от большого униполярного пятна, она была классифицирована по ММК как область са-

мого сложного класса, В3. Вспышечная активность ее довольно высокая: 4 вспышки класса X, самая сильная X3.1.

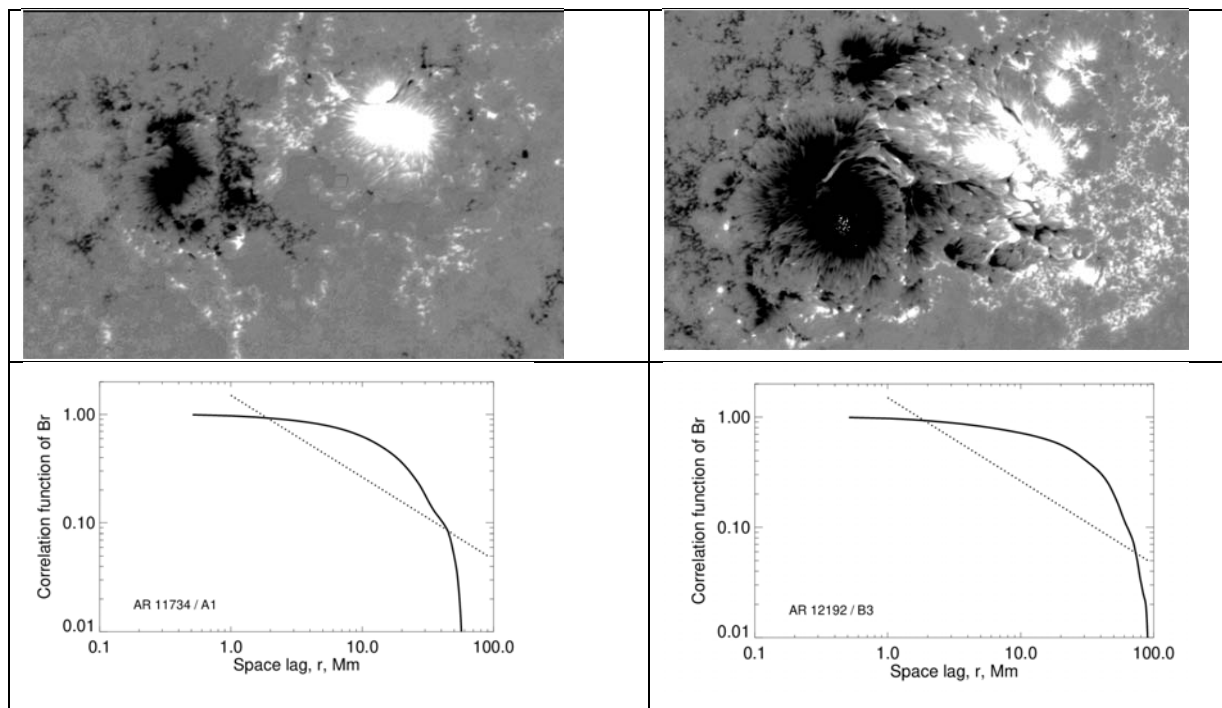


Рис. 1. Вверху: SDO/HMI магнитограммы активных областей NOAA 11734 (MMC-класс A1, 3 мая 2013 г., S18 E09) – слева, и NOAA 12192 (MMC – класс В3, 22 октября 2014 г., S14 E05) – справа. Магнитограммы масштабированы от -1000 Гаусс (черное) до +1000 Гаусс (белое). Север вверху, запад справа. Внизу – нормированные корреляционные функции, вычисленные по магнитограммам. Пунктиром показано поведение произвольного степенного закона в двойном логарифмическом масштабе.

Корреляционная функция $B(r)$ двумерного скалярного поля $u(\mathbf{x})$ вычисляется как функция расстояния r между двумя точками [7]:

$$B(r) = \langle (u(\mathbf{x}+\mathbf{r}) - \langle u \rangle) \cdot (u(\mathbf{x}) - \langle u \rangle) \rangle.$$

Здесь $\mathbf{x} \equiv (x, y)$ – текущая точка на карте, угловые скобки означают усреднение по всей карте. Произведения вычисляются для всех возможных направлений рассматриваемого вектора \mathbf{r} , а затем производится усреднение по всем парам точек. Так что корреляционная функция зависит от скалярной величины – рассматриваемого масштаба r . Удобно рассматривать нормированную на $B(0)$ корреляционную функцию, которая уже не зависит от дисперсии и позволяет сравнение разных данных. Именно такие корреляционные функции магнитограмм и показаны на рис. 1.

Неожиданным образом оказалось, что ни та, ни другая активные области не показывают склонности к степенному закону корреляционной функции магнитной структуры. В самом типичном для АО интервале масштабов $\sim(1-100)$ мегаметров они имеют явно выпуклую форму в двойном логарифмическом масштабе, что не согласуется с прямолинейной формой,

характерной для степенного закона. Степенной закон должен выполняться, если есть состояние SOC. Следовательно, мы можем сделать вывод, что магнитные структуры активных областей не обладают свойством самоорганизованной критичности, по крайней мере, это справедливо для фотосферного уровня. Что происходит в магнитном поле короны – вопрос открытый. Зарождение вспышек в хромосферных и корональных полях дает основания надеяться на то, что эти поля могут приходить в состояние SOC.

Литература

1. *Watkins N.W., Prussner G., Chapman S.C., et al.* 25years of self-organized criticality: Concepts and controversies // *Space Sci. Rev.* 2016. Vol.198, pp.3-44.
2. *McAteer R.T.J., Aschwanden M.J., Dimitropoulou M., et al.* 25years of self-organized criticality: Numerical Detection Methods // *Space Sci. Rev.* 2016. Vol.198, pp.217-266.
3. *Обридко В.Н., Наговицын Ю.А.* Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – Издательство ВВМ, 2017. 466 с. Гл. 9.8.
4. *Aschwanden M.J., Scholkmann F., Béthune W, Schmutz W, Abramenko V and 10 co-authors.* Order out of Randomness: Self-Organization Processes in Astrophysics // *Space Sci Rev.* 2018. Vol. 214. pp. 55 – 130.
5. *Bobra M.G., Sun X, Hoeksema J.T., Turmon M., et al.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: SHARPs - Space-Weather HMI Active Region Patches // *Solar Physics.* 2014. Vol. 289. pp 3549-3578.
6. *Abramenko V.I.* Signature of the turbulent component of the solar dynamo on active region scales and its association with flaring activity // *MNRAS.* 2021. Vol. 507. No. 3, pp. 3698-3706
7. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Часть 2. – Издательство «Наука». 1967. 720 с.

ПРЕДВСПЫШЕЧНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА

Абрамов-Максимов В.Е.¹, Бакунина И.А.²

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

²Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
Нижний Новгород, Россия

PRE-FLARE FLUCTUATIONS OF THE RADIO EMISSION OF SOLAR ACTIVE REGIONS

Abramov-Maximov V.E.¹, Bakunina I.A.²

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²HSE University, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-7-10>

We present a case of simultaneous recording of pre-flare fluctuations of radio emission from the Sun on the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) and on the Radio Solar Telescope Network (RSTN). We used correlation plots obtained at NoRH at 17 GHz and observations of the total solar radio flux at 245 MHz at Learmonth Observatory in Western Australia. In the data obtained on both instruments, a pre-flare wave-train of fluctuations is observed before a flare of class M6.7 (according to GOES). The wave-train at 17 GHz begins approximately 2 minutes earlier.

Квазипериодические флуктуации (КПФ) радиоизлучения Солнца были открыты полвека назад [1]. Практически сразу же выявилась их связь со вспышечной активностью [2–5], и был обнаружен эффект усиления мощности КПФ микроволнового излучения перед вспышкой [6–10]. Более того, был обнаружен эффект усиления пульсаций геомагнитного поля перед протонными вспышками и его связь с пульсациями радиоизлучения Солнца [11, 12]. Позднее эффект усиления КПФ перед вспышками наблюдался также в мягком рентгеновском излучении [13–15].

Много случаев возрастания мощности КПФ перед вспышками с большим разнообразием квазипериодов от 3-х до 100 минут были обнаружены с использованием данных наблюдений на радиогелиографе Нобейма (NoRH) [16–21].

До сих пор мы использовали только данные наблюдений, полученные на радиогелиографе Нобейма [22]. Данные наблюдений на радиогелиографе имеют хорошее качество, однако интервал наблюдений (обычно примерно с 22:45 до 6:30 UT) составляет около 7 часов, т.е. почти 70–75% событий выпадает из рассмотрения. Целью данной работы является попытка использовать данные наблюдений сети RSTN (Radio Solar Telescope Network) [23]. RSTN состоит из четырех обсерваторий, равномерно расположенных по долготам, что позволяет вести непрерывный мониторинг пол-

ного потока солнечного радиоизлучения на 8-ми частотах: 245, 410, 610, 1415, 2695, 4995, 8800 и 15400 МГц. В данной работе мы ограничились анализом данных только одной из станций RSTN – Learmonth, расположенной на западе Австралии, потому что интервал наблюдений Learmonth (примерно с 23 до 10 UT) пересекается с интервалом наблюдений в Нобеяме, что дает возможность сопоставить результаты, получаемые на двух инструментах.

Для работы были использованы наблюдения Солнца, выполненные на NoRH на частоте 17 ГГц (1.76 см) в интенсивности (параметр Стокса I). В данной работе мы использовали так называемые корреляционные кривые (correlation plots). Корреляционные кривые отражают усредненные корреляции между антенными парами с исключением пар антенн с короткими базами. Корреляция возрастает при сильных сигналах, например, от вспышек. Корреляция в 1% (или 0.01 для кривых, нормированных на 1) соответствует 30 SFU (Solar Flux Unit, $10^{-22} \text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) плотности потока.

На рис. 1 показана корреляционная кривая (синяя кривая), полученная на радиогелиографе Нобеяма 13 июля 2004 г. Ось абсцисс – время UT в часах, 0 соответствует моменту 00:00 13.07.2004. Ось ординат – корреляция, нормированная на 1. На корреляционной кривой красным цветом выделен предвспышечный цуг перед вспышкой класса M6.7 (по GOES). Этот фрагмент показан отдельно на красной вставке.

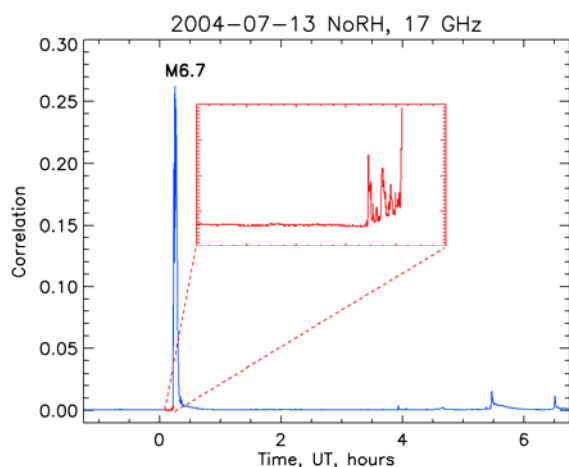


Рис. 1.

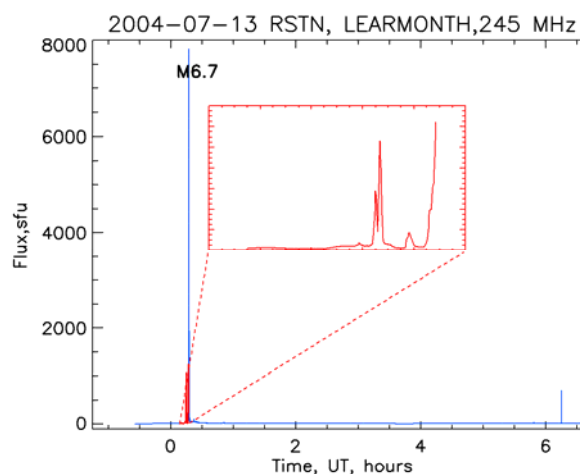


Рис. 2.

На рис. 2 показана запись полного потока радиоизлучения Солнца в тот же день по наблюдениям на станции Learmonth сети RSTN на частоте 245 МГц (синяя кривая). Ось абсцисс – время UT в часах, 0 соответствует моменту 00:00 13.07.2004. Ось ординат – полный поток радиоизлучения Солнца в SFU. Красным цветом выделен и показан отдельно на красной вставке предвспышечный цуг перед вспышкой.

На рис. 3 приведены совмещенные по шкале времени фрагменты корреляционной кривой по данным NoRH и полного потока радиоизлучения

Солнца по данным RSTN. Ось абсцисс – время UT в минутах, 0 соответствует моменту 00:00 13.07.2004. Ось ординат – условные единицы. На обеих кривых проявляется предвспышечный цуг примерно одинаковой длительности, но более ярко – на частоте 17 ГГц. На частоте 17 ГГц предвспышечный цуг наблюдается примерно на две минуты раньше, чем цуг в полном потоке по данным RSTN.

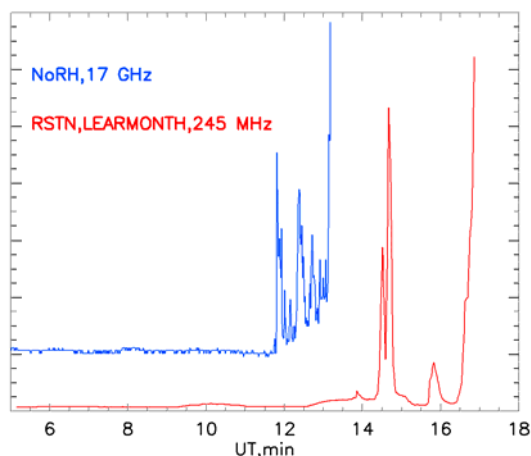


Рис. 3.

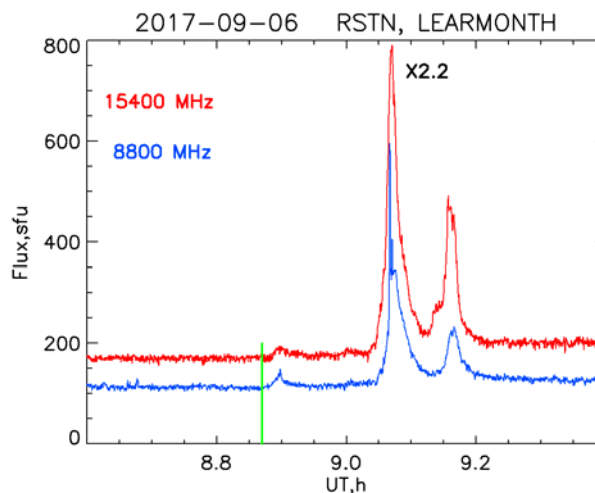


Рис. 4.

На рис. 4 показаны фрагменты записей полного потока радиоизлучения Солнца на двух частотах по данным RSTN за 6 сентября 2017 г. в интервал времени, когда произошла вспышка X2.2 в АО NOAA 12673. Ось абсцисс – время UT в часах, 0 соответствует моменту 00:00 6.09.2017. Ось ординат – полный поток радиоизлучения Солнца в SFU. Вертикальной зеленой линией отмечен момент начала предвспышечных цугов. Характер цугов выглядит таким же, как и в событиях, анализируемых по данным NoRH. Более четко предвспышечный цуг длиной 4 импульса проявляется на более высокой частоте. Это совпадает с ранее полученными авторами результатами, заключающимися в том, что, как правило, длительность предвспышечных КПФ составляет примерно 5 импульсов.

Таким образом, предварительный анализ данных RSTN выявил случаи предвспышечных КПФ и показал их пригодность для исследования этого эффекта. Более того, тот факт, что наблюдения на RSTN ведутся на 8-ми частотах и обеспечивают непрерывный мониторинг радиоизлучения Солнца, позволяет надеяться исследовать большее количество событий.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 1021032422589-5.

Литература

1. Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I. // Nature, 1971, **229**, 82.
2. Кобрин и др. // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 1350.
3. Кобрин M.M. и др. // Солнечные данные, 1973, N10, 79.

4. Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И. // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 747.
5. Коршунов А.И., Прокофьева Н.А. // Солнечные данные, 1976, N2, 52.
6. Аверьянихина Е.А. и др. // Иссл. Солнца и красных звезд. Рига, Зинатне, 1982, **16**, 61.
7. Берулис И.И. и др. // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 1362.
8. Арбузов С.И. // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1979, **22**, 1165.
9. Берулис И.И. и др. // АЖ, 1983, **60**, 974.
10. Авдюшин С.В. и др. // Доклады АН СССР, 1985, т.283, N1, с.67.
11. Bystrov et al. // Soviet Astronomy Letters, 1978, v.4, p.76.
12. Bystrov et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 1979, v.19, p.197.
13. Zhdanov A.A., Charikov Y.E. // Soviet Astronomy Letters, 1985, v.11, p.88.
14. Tan B. et al. // Astrophys. J., 2016, **83**, id 206.
15. Зимовец И.В. и др. // Геомагнетизм и Аэрономия, 2022, т. 62, с.436.
16. Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu. // Publ.Astr.Soc.Japan, 2006, **58**, 29.
17. Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S. // A&A, 2009, **505**, 791.
18. Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K. // Solar Phys., 2011, **273**, 403.
19. Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А. // Ядерная физика, 2018, **81**, N 3, с. 366.
20. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy, 2019, **59**, No. 7, 822.
21. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy, 2020, **60**, No. 7, 846.
22. Nakajima H. et al. // Proc. IEEE, 1994, **82**, 705.
23. Guidice D.A. et al. // Bull. AAS, 1981, **13**, 553.

ДИНАМИКА КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В СОЛНЕЧНОМ МИНИМУМЕ 24/25

Андреева О.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

CORONAL HOLE DYNAMICS IN THE SOLAR MINIMUM 24/25

Andreeva O.A.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-11-14>

We present a study of the evolution of two types of coronal holes (CHs) in the solar minimum of 24/25, which was preceded by a prolonged minimum of 23/24 and a weak 24 solar cycle. The goal of the study is to clarify whether the behavior of CHs during this period is also unusual? A two-year period, period from 2019 to 2020, around the absolute minimum (December 2019), when solar activity is consistently low, is chosen for the analysis. The study is based on the material of observations obtained by SDO/AIA/193. The Heliophysics Events Knowledgebase was used to localize the CHs and calculate their areas. Analysis of the evolution of the areas of polar and nonpolar coronal holes in solar minimum 24/25 revealed a number of features. The hemispheric asymmetry is evident both in solar activity indices and in the localization of maxima of polar and non-polar CH areas. The hemispheric area imbalance is minimal for polar coronal holes and pronounced in the regions of nonpolar CHs and sunspots. This is consistent with the general concept of polar CHs as the main source of the Sun's dipole magnetic field. The areas of polar CHs significantly exceed the areas of nonpolar CHs and make a significant contribution to the total area of all coronal holes in the solar disk.

Введение

Многочисленные исследования показывают, что структура короны достаточно сложная и динамичная и зависит, с одной стороны, от пространственного распределения солнечных образований на его поверхности, а с другой стороны, от фазы солнечного цикла. В период минимума активности области открытого поля над полюсами достигают своего максимального расширения, а количество низкоширотных областей замкнутого сильного поля минимально. Дипольная структура глобального магнитного поля в этот период ярко выражена. Корональные дыры (КД) являются неотъемлемой частью цикла солнечной активности, поскольку представляют собой открытое магнитное поле. Анализируя динамику КД, в частности, их площадей, мы можем судить о динамике Солнца и ходе цикла.

24-й цикл солнечной активности был одним из самых слабых циклов за последние 100 лет наблюдений. Цикл и предшествующий ему затянувшийся минимум 23/24 отличались от предыдущих циклов и минимумов по ряду параметров. Поскольку они имели особый характер, то естественно возникает вопрос: является ли солнечный минимум 24/25 также необыч-

ным? Данный вопрос мотивирует ученых более детально исследовать этот минимум. В работе [1] авторы сравнили минимум 24/25 с двумя предыдущими и показали:

- Минимумы 24/25 и 23/24 показывают более низкий уровень активности, чем минимум 22/23.
- Напряженность полярного поля минимума 24/25 в среднем выше, чем минимума 23/24, но все же слабее минимума 22/23.
- Асимметрия полярного поля с севера на юг более очевидна в течение минимума 24/25, чем во время минимума 23/24. Аналогичная асимметрия север-юг наблюдается в минимуме 22/23.

Мы, со своей стороны, решили проанализировать минимум 24/25 на предмет особенностей эволюции КД в этот период. Эволюция КД в масштабе солнечного цикла исследовалась нами в работе [2]. В результате обработки массива площадей КД, были получены временные вариации суточной суммарной площади КД (рис. 1). Выявлена асимметрия полушарий в распределении площадей пятен и двух типов КД.

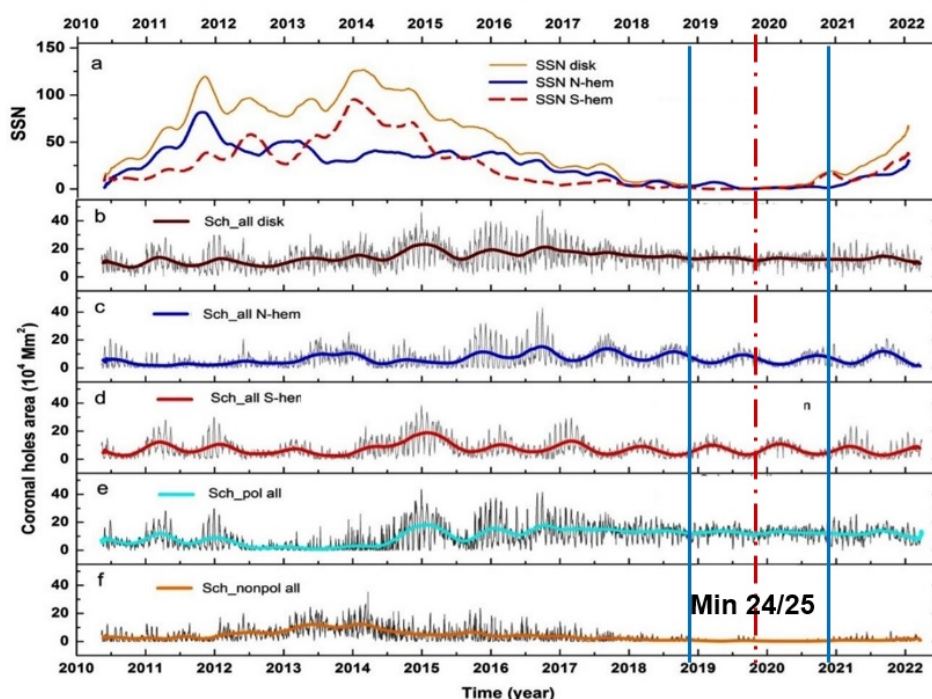


Рис. 1. Временные вариации суточной суммарной площади корональных дыр всей видимой поверхности солнечного диска (b), N и S полушар (c, d); полярных и неполярных (e, f). (a) – Вариации индекса солнечной активности SSN для видимой поверхности диска Солнца и отдельно для полушар.

В настоящей работе мы выделяем из полученных нами ранее [2] рядов интервал, соответствующий минимуму 24/25 (рис. 1), проводим анализ и оцениваем вклад полярных и неполярных корональных дыр в эволюцию и полушарную асимметрию крупномасштабной солнечной активности в этот

период (рис. 2). Мы хотим, хотя бы частично, ответить на поставленный ранее вопрос: «Является ли минимум 24/25 *особенным* в плане эволюции КД?».

Вариации площадей полярных и неполярных КД в минимуме 24/25

Чтобы проанализировать характер солнечного минимума, обычно выбирают период времени вокруг абсолютного минимума (у нас это декабрь 2019 года), когда солнечная активность постоянно низка. Как видно из рис. 1а, уровень активности солнечных пятен низок в 2-летний период вокруг абсолютного минимума 24-го солнечного цикла, поэтому мы выбираем период с 01.12.2018 по 31.12.2020 год для анализа минимума 24/25. Данные SSN получены из индекса солнечных пятен и долгосрочных наблюдений за Солнцем (SILSO).

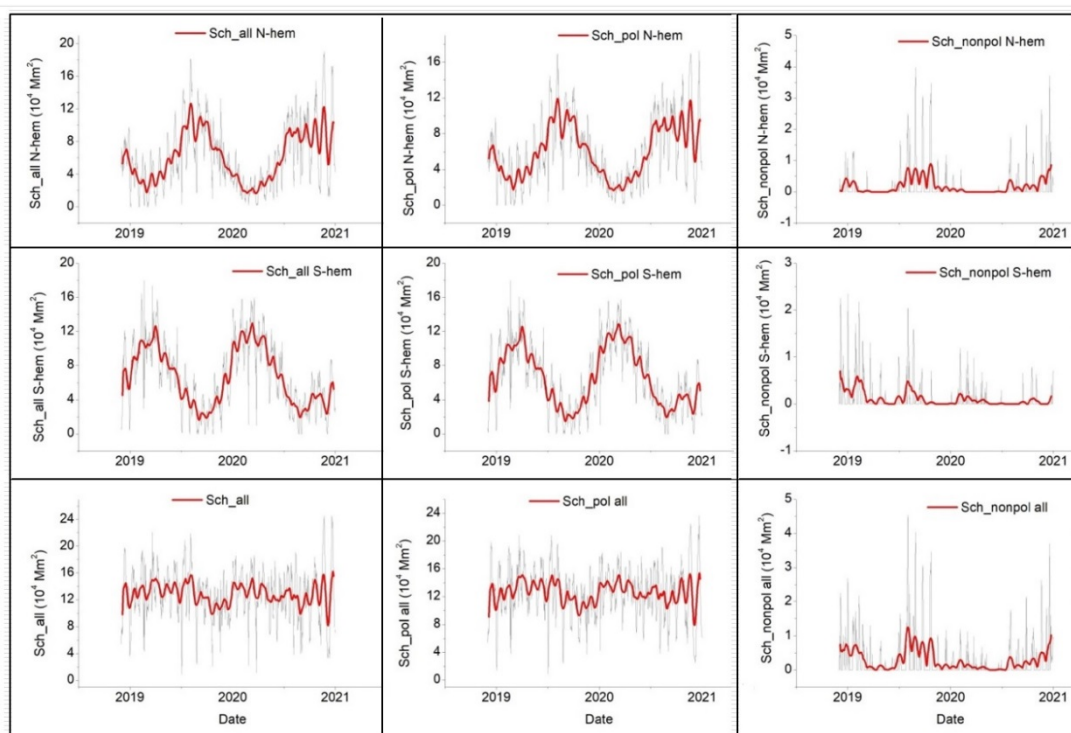


Рис. 2. Динамика площадей корональных дыр в солнечном минимуме 24/25. Панели слева направо: площади всех, полярных, неполярных КД. Панели сверху вниз: площади КД в N- и S- полушарях, а также на всей видимой поверхности диска Солнца.

Рисунок 2 демонстрирует динамику площадей всех, полярных и неполярных корональных дыр (колонки слева направо), наблюдаемых в N- и S-полушарях и на всей видимой поверхности диска Солнца (строки сверху вниз) в минимуме 24/25. Очевидна разница в работе полушфер по генерации как полярных, так и неполярных корональных дыр. В начале минимума по генерации неполярных корональных дыр лидирует южное, а перед и после абсолютного минимума – северное полушарие. Для полярных КД асимметрия менее выражена. Наблюдается полушарная асимметрия во

времени появления максимальных пиков площадей для обеих групп. Видно, что полярные корональные дыры вносят значимый вклад в общую площадь всех КД.

Выводы

Анализ эволюции площадей полярных и неполярных корональных дыр в солнечном минимуме 24/25 выявил ряд особенностей:

- Полушарная асимметрия проявляется как в показателях солнечной активности, так и в локализации областей максимума полярных и неполярных корональных дыр.
- Дисбаланс площадей полушарий минимален для полярных корональных дыр и выражен в областях неполярных корональных дыр и солнечных пятен. Это согласуется с общей концепцией полярных корональных дыр как основного источника дипольного магнитного поля Солнца.
- Площади полярных корональных дыр существенно превышают площади неполярных, и вносят значительный вклад в общую площадь всех корональных дыр на диске Солнца.

Суммарная площадь полярных корональных дыр приблизилась к среднему уровню значений около $(12.5 \pm 0.8) \times 10^4$ Мм². В то время как площадь всех неполярных корональных дыр составляет всего около 0.5×10^4 Мм².

Конечно, понятие «необычный солнечный минимум» многогранно, но что касается эволюции полярных и неполярных корональных дыр, то солнечный минимум 24/25 по своему поведению сравним с более ранними минимумами, в отличие от минимума 23/24.

Литература

1. *Huichao Li et al.* // *ApJL*. 2021. 917:L26. DOI 10.3847/2041-8213/ac13a6
2. *Andreeva O.* // *ASR*. 2023. V. 71. № 4. P. 1915. DOI 10.1016/j.asr.2022.07.043

**УНИФИЦИРОВАННАЯ БАЗА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА
В ЛИНИИ HE I 1083 nm, ПОЛУЧЕННЫХ НА ТЕЛЕСКОПЕ
БСТ-2/КРАО**

Андреева О.А., Малащук В.М., Плотников А.А.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

**UNIFIED DATABASE OF SUN OBSERVATIONS IN THE HE I 1083 NM
LINE OBTAINED AT THE BST-2/CRAO TELESCOPE**

Andreeva O.A., Malashchuk V.M., Plotnikov A.A.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-15-18>

Systematic observations in the He I 1083 nm (HeI) line at the Tower Solar Telescope TST-2 at the Crimean Astrophysical Observatory began in 1999 and continue to the present day. During this time, a large amount of observational material has been accumulated, that allows us to analyze the evolution of coronal holes, study their latitudinal distribution, and their connection with other structures on the Sun. Since, during this period, improvements of the observational process of different complexity have been repeatedly made, and image processing has also undergone some changes, we have several series of solar maps of different types. The purpose of our work is to process all images obtained in the period from 1999 to 2023 using a single methodology and form a single database from them – a convenient tool for unified visualization of all observational material. A brief description of the algorithm for processing observations is given and fragments of the database are presented.

Введение

В последнее время фокус в наблюдательной области физики Солнца смещается в сторону увеличения пространственного разрешения и изучения верхних слоев атмосферы Солнца [1]. Для исследования физических свойств верхней хромосферы и переходного слоя между хромосферой и короной многие инструменты используют триплет He I 1083 nm. Именно в этой линии, которая образуется в верхней хромосфере на высоте около 2000–3000 км и возбуждается ультрафиолетовым излучением, возможно наблюдать корональные дыры (КД) с Земли.

Во второй половине 80-х годов прошлого века в Крымской астрофизической обсерватории (КраО) на Башенном Солнечном Телескопе БСТ-2 (БСТ-2/КраО) под руководством Н.Н. Степанян были начаты работы по подготовке технических возможностей и программного обеспечения для наблюдений в линии He I. Начало наблюдениям было положено в 1989 г., а систематические наблюдения выполняются с 1999 года по настоящее время. Эти наблюдения необходимо продолжать и дальше для расширения ряда данных на текущий солнечный цикл.

Модернизация процесса наблюдений и обработки результатов

Вместе с тем, за это время неоднократно выполнялось усовершенствование процесса наблюдений разной сложности, и процесс обработки изображений также претерпевал некоторые изменения. Во второй половине 1980-х годов на БСТ-2/КраО введен в строй солнечный спектрофотометр, предназначенный для наблюдения Солнца в линии He I [2]. Прибор позволил проводить изучение хромосферных образований и наблюдать корональные дыры. В 1998 выполнена модернизация Универсального спектрофотометра (УСФ) [3]. Модернизация 2019 года касалась усовершенствования системы управления спектрофотометром [1]. Она позволила улучшить качество получаемых изображений Солнца в линии He I, сократила время наблюдений и обработки. А.С. Куценко выполнены работы по модернизации технических и программных возможностей получения изображения диска Солнца в линии He I. В результате сканирования мы получаем изображение Солнца, требующее окончательной обработки.

Окончательная обработка включает в себя: устранение последствий люфта при сканировании, компенсацию потемнения к лимбу, поворот изображения с учетом даты и положения целостатной установки. Программа окончательной обработки написана на языке Python с применением библиотек SciPy, NumPy, Matplotlib и SunPy. Данные сохраняются в FITS-формате в двух вариантах: карта интенсивности с потемнением к лимбу и без него.

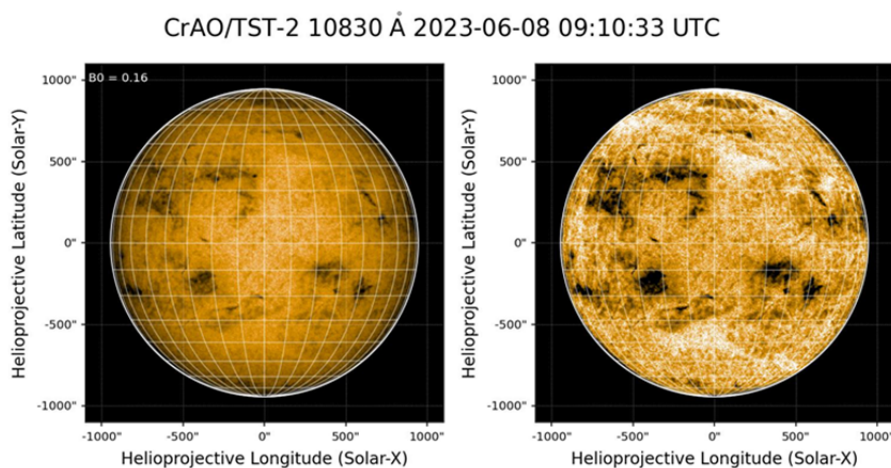


Рис. 1. Изображения Солнца, полученные в линии He I на УСФ телескопа БСТ-2/КраО.

В заголовок FITS файлов внесена вся информация, регистрируемая во время сканирования изображения: дата и время наблюдения, ширина и высота щели спектрографа, угол наклона целостатной установки, размер пикселя в угловых координатах. Эти данные дают возможность пользователям легко проводить координатные преобразования для желаемого анализа.

Также, для удобства визуального анализа, данные сохраняются в формате JPEG-изображений с добавлением вспомогательной информации. JPEG-файл представляет собой пару карт с изображениями диска Солнца,

нормализованных к $3,6 \times 3,6$ секунд дуги на один пиксель (рис. 1). Левое изображение – с потемнением к лимбу, правое – без потемнения. На картах указаны данные регистрации изображений – время и соответствующее значение угла B_0 (угла между солнечным экватором и лучом зрения). На оба изображения наложена сетка с шагом в 10° .

Новая программа обработки позволяет осуществлять потоковую обработку изображений, что очень важно для нашей задачи унификации визуализации базы наблюдений.

Унификация базы данных наблюдений в линии He I 1083 nm

На сегодняшний день мы имеем базу данных наблюдений в линии HeI за период с 1999 по 2023 год на сайте нашего отдела <https://sun.crao.ru/observations/izobrazheniya-solntsa-v-linii-hei-1083nm>. Из-за того, что данные были получены и обработаны разными программами, изображения в разные периоды времени существенно отличаются по оформлению, яркости и контрасту.

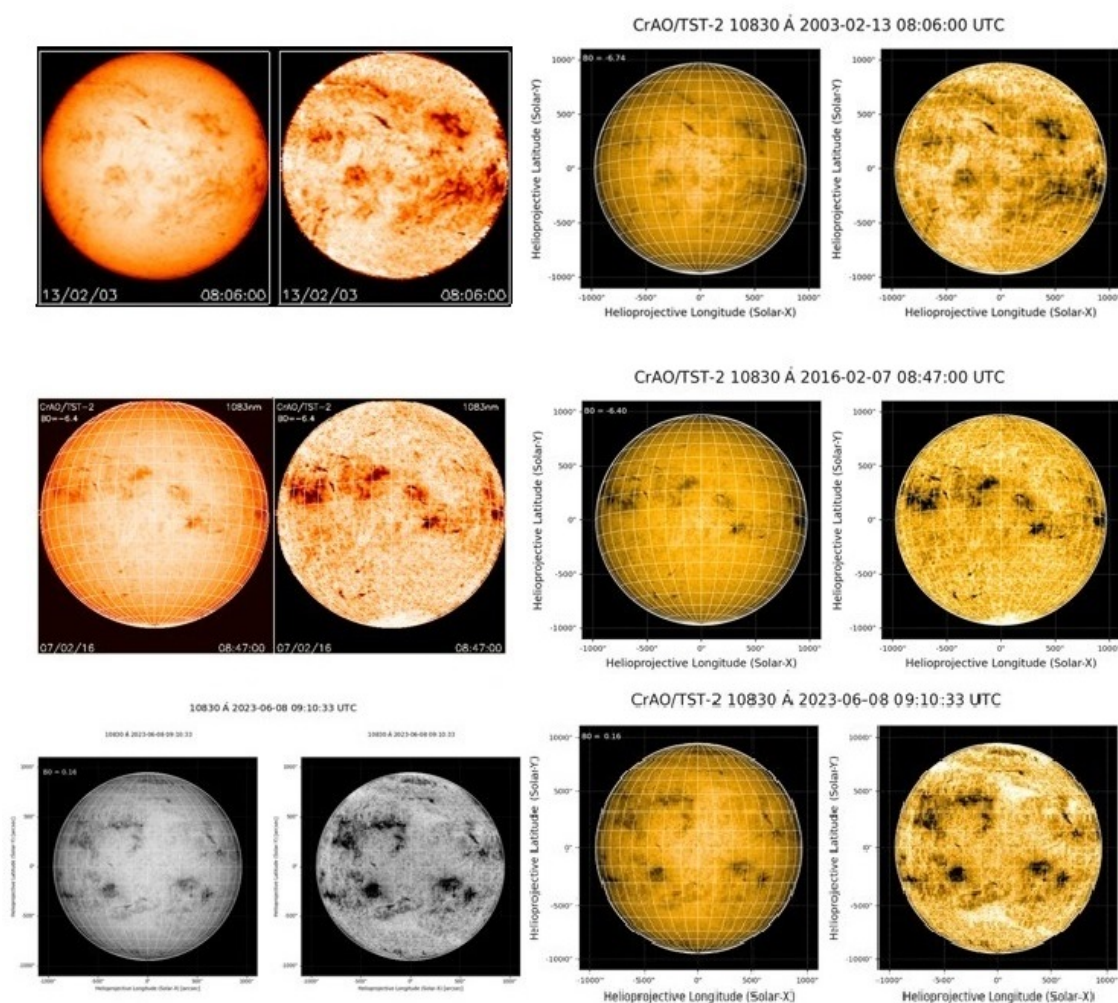


Рис. 2. Слева – примеры изображений Солнца из базы наблюдений в разные промежутки. Справа – те же изображения, но обработанные по единой методике.

Благодаря тому, что новое программное обеспечение для обработки наблюдений позволяет в достаточно приемлемые сроки обработать в потоке большое количество данных, у нас появилась возможность обработать весь наблюдательный материал по единой методике и привести визуализацию всех наблюдений к единому виду. Это удобно для анализа, сравнения и просмотра полученных карт Солнца. Ранее публикуемая база ограничивалась только одним изображением в день, хотя зачастую наблюдений было больше. В данный момент на сайте доступны только JPEG-изображения наблюдений, чего недостаточно для компьютерных методов анализа. Базу необходимо дополнить и FITS-файлами. По этим причинам мы приступили к формированию новой базы. По окончании работы она будет доступна по существующей ссылке. Планируется, что данные будут доступны в трех видах – JPEG (пример на рис. 1), FITS с потемнением к лимбу, FITS с компенсацией потемнения к лимбу.

Выводы

Унифицированная база наблюдений Солнца в линии He I 1083 nm, полученных на УСФ телескопа БСТ-2/КраО с 1999 года по настоящее время представляет удобный инструмент для однообразной визуализации всего наблюдательного материала. База данных дополняется недостающими ранее картами полного диска Солнца. Становятся доступными для пользователей не только JPEG-файлы, но и FITS-файлы.

Новая база данных может быть полезна при проведении научных исследований в области изучения природы и эволюции КД и их связи с другими структурами на Солнце.

Литература

1. Семёнов Д.Г., Суница Г.А., Куценко А.С. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2021. Т. 117, № 1, 15.
2. Букач А.Б. и др. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1990. Т. 82. С. 172.
3. Степанян Н.Н. и др. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2000. Т. 96. С. 194

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ОТ ПЛОЩАДИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И ИХ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ

Ахтемов З.С., Цап Ю.Т.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

DEPENDENCE OF SOLAR WIND SPEED ON THE AREA OF CORONAL HOLES AND THEIR FRACTAL DIMENSION

Akhtemov Z.S., Tsap Y.T.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-19-22>

Recently, Samara et al. [1] have shown that proportionality between the solar fast wind velocity V of the coronal holes (CHs) and their area S is satisfied only for small-sized CHs, while the saturation effect for larger CHs is revealed, i.e., a plateau is formed in a $V(S)$ plot. Author this is explained by the geometric complexity of CHs, described by the fractal dimension. Previously, Akhtemov and Tsap [2, 3] established that the correlation coefficient between V and S reaches a maximum for the CHs located within the slice: $\pm 10^\circ$ in longitude and $\pm 40^\circ$ in latitude. They suggested that this inference is related to the radial propagation of the solar wind and, hence, the increasing of S should not be accompanied by an increase of V for large CHs. The presented work provides a detailed comparative analysis of the results obtained by Samara et al. [1] and Akhtemov and Tsap [2, 3]. Arguments are given in favor of the model connected the saturation effect with the radial propagation of the fast solar wind.

Введение

Солнечный ветер (СВ) – это поток корональной плазмы в межпланетное пространство, в котором выделяют быструю (500–1000 км/с) и медленную (300–500 км/с) компоненты. Быстрый СВ, разделяемый на рекуррентный и спорадический, за который ответственны соответственно корональные дыры (КД) и корональными выбросами массы, может приводить к геомагнитным возмущениям магнитного поля Земли.

Как известно, связь между скоростью потока рекуррентного ветра V и площадью КД S описывается уравнением регрессии [1–8]:

$$V = kS + b, \quad (1)$$

где k и b – некоторые константы. При этом коэффициент корреляции варьируется в широких пределах от 0.4 до 0.9 [7].

Недавно в статье [1] было показано, что пропорциональность между скоростью V и площадью S выполняется лишь для КД малых размеров, тогда как для более крупных КД наступает эффект насыщения, т.е. на графике $V(S)$ формируется плато (рис. 1). По мнению авторов, это можно объяснить геометрической сложностью КД, для описания которой использовалась, в частности, фрактальная размерность (ФР). Между тем согласно ра-

ботам Akhtemov, Tsar [2, 3] зависимость $V(S)$ скорее определяется местом расположения корональной дыры на диске Солнца.

Цель нашей работы – выяснить природу эффекта насыщения для зависимости пиковой скорости высокоскоростного потока (ВСП) от площади КД.

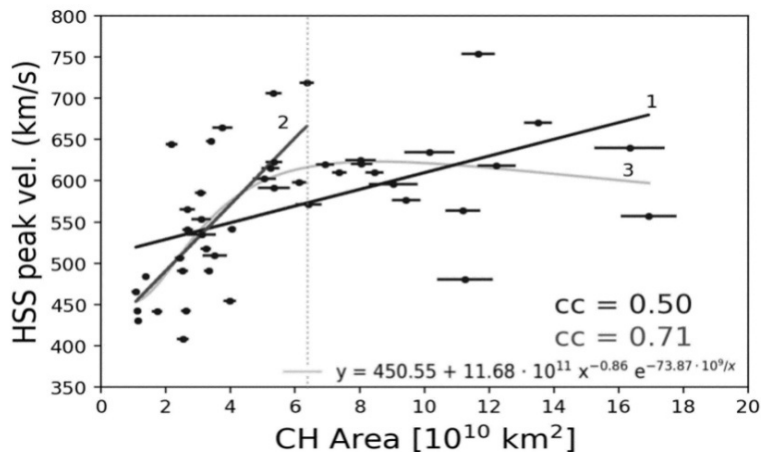


Рис. 1. Зависимость скорости быстрого солнечного ветра (HSS) от площади КД (CH Area), полученная в [1]. Линия 1 соответствует линейной аппроксимации, примененной ко всей выборке, линия 2 – подмножеству, обеспечившему наилучшую корреляцию, и линия 3 – степенной экспоненциальной аппроксимации для всей выборки. Вертикальная пунктирная линия разделяет две группы и устанавливает порог $S_{ch} = 6.4 \times 10^{10} \text{ км}^2$, за которым пиковая скорость быстрого ветра не зависит от площади КД, т.е. наступает эффект насыщения.

Сравнительный анализ результатов

ФР характеризует сложность объекта и самоподобие структуры при различных масштабах [9]. Длина границы фрактального объекта может быть математически определена с помощью степенного закона следующего вида:

$$N(r) = \text{const } r^{-D}, \quad (2)$$

где $N(r)$ представляет собой меру фрактальной структуры на масштабе r . Параметр D называется фрактальной размерностью. Он характеризует меру того, насколько полностью объект заполняет пространство. Если D – целое число, то оно равно евклидовой размерности, в которой идеальная точка имеет размерность 0, линия – 1, плоскость – 2, а идеальный твердый объем – 3. Применяя это к картам границ КД, которые могут включать замкнутые линии внутри КД, получим, что ФР находится в диапазоне $1 < D < 2$.

Из рис. 2, взятого из работы [1], видно, что с уменьшением ФР т.е. с уменьшением сложности КД (см. надписи на рисунках), коэффициент корреляции между V и S растет. Следовательно, однородные КД небольших площадей эффективнее ускоряют солнечный ветер.

В более ранних Akhtemov, Tsar [2, 3] исследовалась зависимость пиковой скорости солнечного ветра V от площади выделенного участка из

КД вблизи центра диска Солнца ΔS . Нами “вырезался” в КД участок вдоль центрального меридиана шириной $\Delta L = \pm 10^\circ, \pm 20^\circ, \pm 30^\circ$ по долготе и $\Delta \varphi = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 60^\circ, \pm 80^\circ$ по широте (рис. 3а). В результате, мы получили наибольший коэффициент корреляции между V (рис. 3б) и S равным 0,76

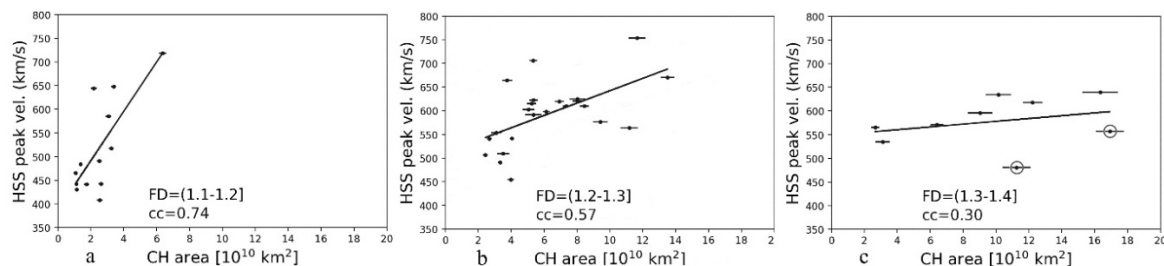


Рис. 2. Зависимости максимальной скорости быстрого солнечного ветра HSS от площади корональных дыр CH area для различных диапазонов ФР: 1.1-1.2 (а); 1.2-1.3 (б); 1.3-1.4 (с), которые соответствуют коэффициентам корреляции 0.74;0.57;0.30.

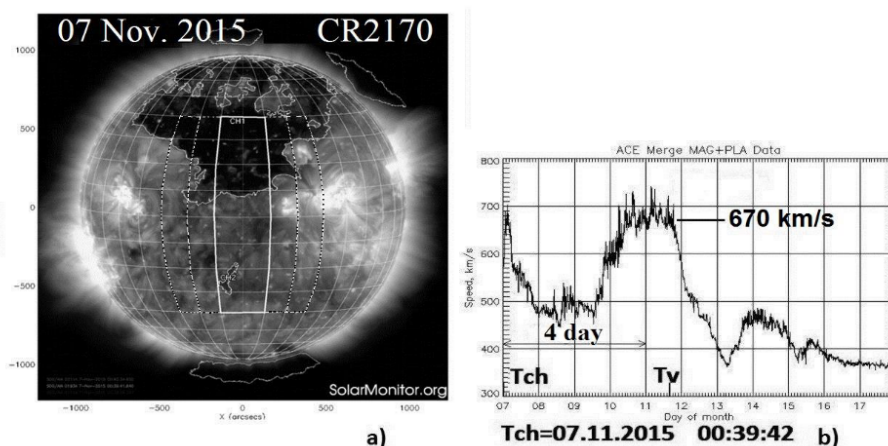


Рис. 3. Схематическое изображение выделенного участка КД (а) и метода определения скорости быстрого солнечного ветра по времени задержки $Tv = Tch + 4 \pm 1.5$ дня (б).

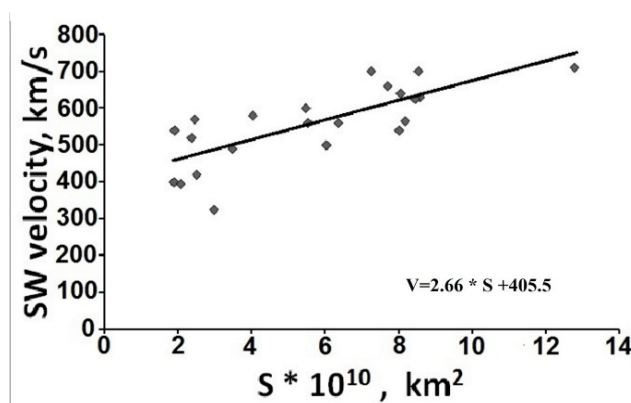


Рис. 4. Диаграмма рассеяния площади выделенного участка КД S и соответствующей пиковой скорости СВ SW для в кэррингтоновских оборотов CR2165-CR2188.

для исследуемых КД при размере выделенного участка по долготе $\Delta L = \pm 10^\circ$ и по широте $\Delta \varphi = \pm 40^\circ$. Интересно отметить, что наши резуль-

таты сравнительно хорошо согласуются с промежуточными выводами Samara et al. [1] при определении зависимости пиковой скорости ВСП от долготной и широтной протяженности КД, у которых наибольший коэффициент корреляции оказался равным 0.75 и 0.53 соответственно при $\Delta L = \pm 16^\circ$ и $\Delta \varphi = \pm 54^\circ$. Однако в противовес рис. 1. зависимость между найденными значениями V и S близка к линейной (рис. 4). Как видно, в отличие от у Samara et al. [1], порог для $S_{ch} = 6.4 \times 10^{10} \text{ км}^2$, после которого для значений пиковой скорости V наступает насыщение, и скорость солнечного ветра перестает расти с увеличением площади КД (рис. 1), у нас не обнаруживается. Это предполагает, что неоднородность вторична по отношению к расположению КД на диске Солнца.

Вывод

Эффект насыщения, обнаруженный в статье Samara et al. [1] скорее обусловлен радиальным распространением высокоскоростных потоков солнечного ветра, т.е. положением КД на диске Солнца относительно плоскости эклиптики и центрального меридиана, а не фрактальной размерностью КД.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки (НИР № 1021051101548-7-1.3.8).

Литература

1. Samara et al. // A&A, 2022, v. 662, p. A68.
2. Akhtemov, Z.S., & Tsap, Yu.T. // G&A., 2018, v. 58, p. 1187.
3. Akhtemov, Z.S., & Tsap, Yu.T. // AApTr, 2019, 31, p.193.
4. Nolte et al. // Solar Phys., 1976, v. 46, p. 303.
5. Vršnak et al. // Solar Phys., 2007, v. 240, p.315.
6. Abramenko et al. // Solar Phys., 2009, v.260, p.43.
7. Karachik, N.V. & Pevtsov, A.A. // ApJ, 2011, v. 735, p.47.
8. Shugai et al. // G&A, 2009, v.49, p.435.
9. Mandelbrot, B.B. // 1983, The Fractal Geometry of nature/Revised and enlarged edition (New York: WH Freeman and Co.).

МАГНИТНЫЕ ЖГУТЫ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

**Бакунина И.А.¹, Мельников В.Ф.², Шаин А.В.², Кузнецов С.А.²,
Абрамов-Максимов В.Е.²**

¹*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

MAGNETIC FLUX ROPES IN FLARE ACTIVE REGIONS

**Bakunina I.A.¹, Melnikov V.F.², Shain A.V.², Kuznetsov S.A.²,
Abramov-Maximov V.E.²**

¹*HSE University, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-23-26>

It is shown that the positions of the flux ropes in the general spatial structure of the active region magnetic field reconstructed in the NLFFF approximation for flares with and without CME are different: magnetic flux ropes are located quasi-parallel to the overlying magnetic field lines in the events with CME, and quasi-perpendicular in the “confined” events.

Введение

Магнитные жгуты (MFR – magnetic flux ropes) во вспышечных активных областях играют важную роль в накоплении и освобождении свободной магнитной энергии. Известно, что эта энергия может освобождаться в виде тепла, ускоренных частиц и эрупции замагниченной плазмы (СМЕ). Так называемая «Стандартная модель вспышки», предполагает присутствие магнитных жгутов в короне АО (активной области), которые расположены под магнитными аркадами вдоль нейтральной линии магнитного поля, как предпосылку для инициирования эруптивных вспышек. Конкретный вид энерговыделения, по-видимому, зависит от специфических физических условий в активных областях. В частности, из теоретических соображений ожидается, что выброс корональной плазмы может коррелировать со степенью скрученности магнитных силовых линий в жгуте: чем она больше, тем выше вероятность нарушения равновесия и подъёма жгута в высокие слои короны [1–3]. Важную роль для реализации или нарушения этого равновесия может играть конкретный вид конфигурации магнитного поля над жгутом [1].

Цель нашей работы – выяснить роль особенностей ориентации жгутов в общей пространственной структуре магнитного поля АО при возникновении вспышек и СМЕ на основе восстановления коронального магнитного поля из фотосферы в корону (метод «NLFFF extrapolation») для эруп-

тивных (с CME) и «confined» (либо без эрупции, либо с несостоявшимся CME – запертой эрупцией) вспышечных событий.

Данные наблюдений, метод анализа

Мы использовали каталог вспышек NOAA, Space Weather Prediction Center (SWPC) и каталог В.Н. Ишкова [4], разделяя вспышки на confined (тип C – отсутствие эрупции, тип CE – эрупция без CME) и вспышки с CME (тип E). Всего исследовано 15 вспышек рентгеновского класса M: 5 вспышек C, 3 вспышки CE и 7 вспышек E [5]. В выборку вошли только те события, время наблюдения которых попало в интервал наблюдений Радиогелиографа Нобейма (22:50 – 06:20 UT). Для каждой из 15-ти АО в выбранные моменты времени перед вспышками, а для нескольких АО и после них, было восстановлено корональное магнитное поле из фотосферы в корону (метод «NLFFF extrapolation») согласно алгоритмам, приведенным в работах [6–8].

Результаты анализа

Продемонстрируем пространственную структуру магнитного поля с наложением на магнитограммы и ультрафиолетовое излучение 171 Å для четырех активных областей из 15-ти проанализированных.

На рис. 1 (верхняя панель) (событие типа C) представлена экстраполяция магнитного поля в корону в АО 12192 для двух моментов времени: до (23:58 UT) и после (03:22 UT) вспышки M 8.7 22 октября 2014 ($T_{\text{start}} = 01:17$, $T_{\text{peak}} = 01:39$, $T_{\text{end}} = 03:25$ UT). Величина магнитного поля на фотосфере показана цветом (шкала справа). Магнитограмма центрирована на координаты максимума яркости вспышки по данным NoRH. Здесь хорошо виден жгут под плотной аркадой петель (левая верхняя панель, красный цвет) в месте вспышки. После вспышки (правая верхняя панель) видны некоторые изменения в скрученности жгута, но сам жгут не распадается.

На рис. 1 (нижняя панель) показана пространственная конфигурация восстановленного магнитного поля в АО 11967 (событие типа CE) до и во время вспышки класса M 5.2 4 февраля 2014 ($T_{\text{start}} = 03:49$, $T_{\text{peak}} = 03:50$, $T_{\text{end}} = 04:28$ UT) с эрупцией при магнитной конфигурации бета-гамма-дельта. За час до начала вспышки мы наблюдаем сильно-скрученное магнитное поле под аркадой замкнутых петель (левая нижняя панель): два жгута, выделенных красным и зеленым цветом. После вспышки эти жгуты выглядят менее скрученными (правая нижняя панель). Жгуты накрывает мощная аркада замкнутых вышележащих петель, ориентированных квази-перпендикулярно, что, вероятно, и стало причиной отсутствия CME, связанного с этой вспышкой. Эта закономерность хорошо согласуется с теоретическими расчётами баланса магнитных сил, представленными в работах [1, 9].

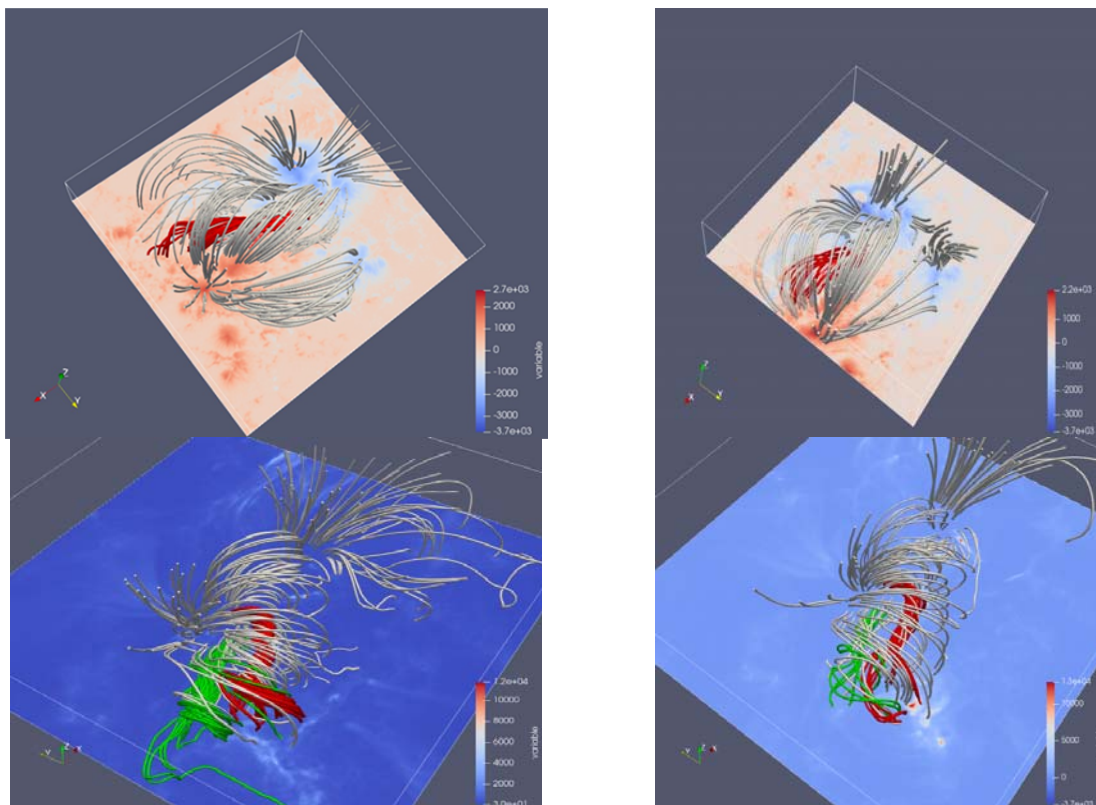


Рис. 1.

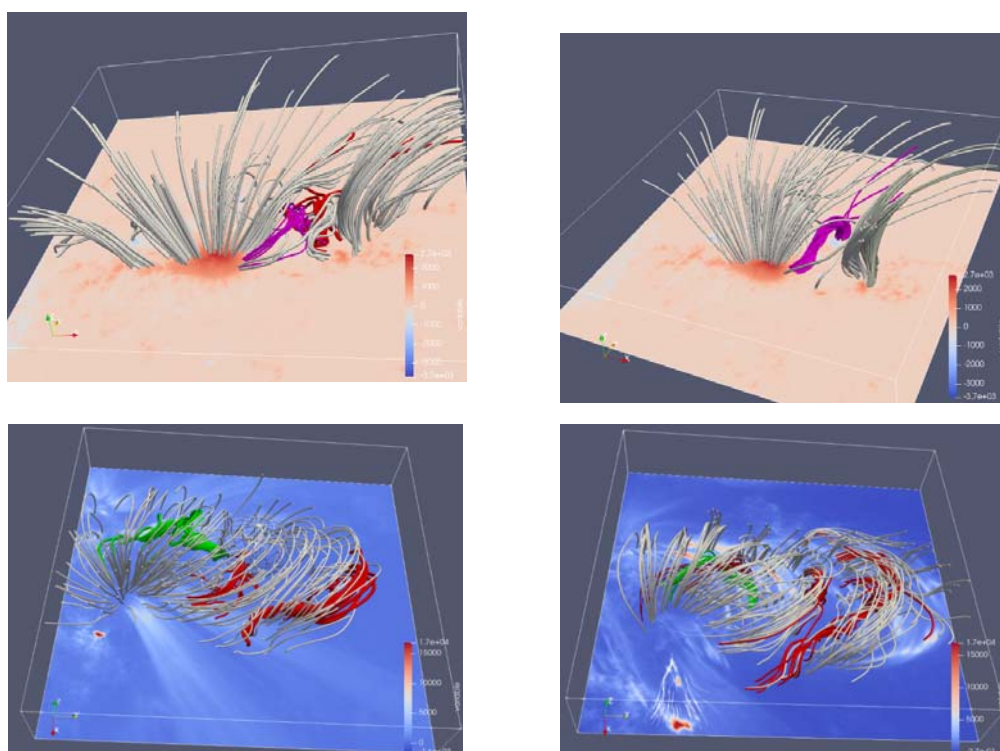


Рис. 2.

Типичный пример конфигурации магнитного поля в короне для события с СМЕ в АО 11877 непосредственно до вспышки (23:58 UT) и сразу

после (00:46 UT) вспышки M 9.3 24 октября 2013 ($T_{\text{start}} = 00:26$, $T_{\text{peak}} = 00:27$, $T_{\text{end}} = 00:43$ UT) показан на рис. 2 (верхняя панель). Видно, что низкие магнитные жгуты (выделенные красным и розовым цветом) располагаются в окрестностях уходящих высоко в корону магнитных силовых линий. После вспышки виден только один жгут, изменивший свое пространственное положение.

В качестве другого примера события с СМЕ рассмотрим АО 11402 (рис. 2, нижняя панель). В этом событии вспышка класса M 8.7 23 января 2012 ($T_{\text{start}} = 01:36$, $T_{\text{peak}} = 03:50$, $T_{\text{end}} = 06:06$ UT) произошла в замкнутой магнитной конфигурации. Однако, магнитные жгуты (выделены красным цветом) в области вспышки расположены квазипараллельно вышележащим магнитным силовым трубкам. Согласно работе [1], в которой исследовался баланс сил, действующих на жгут в зависимости от его ориентации относительно внешнего магнитного поля, в таком случае облегчаются условия подъема и выхода жгута в высокие слои короны. Через два часа после пика вспышки жгуты выглядят менее закрученными ($t = 05:58$ UT, правая панель), чем до вспышки ($t = 01:22$ UT, левая панель).

В результате данной работы показано следующее. Магнитные жгуты наблюдаются во всех исследованных АО, как до, так и после вспышек. После вспышек жгуты выглядят менее скрученными. В обоих подтипах событий «confined» (C, CE) магнитные жгуты наблюдаются преимущественно в закрытых конфигурациях, квазиперпендикулярно вышележащим магнитным силовым линиям. В отличие от этого, магнитные жгуты в событиях с СМЕ наблюдались либо в открытых магнитных конфигурациях, либо были ориентированы квазипараллельно вышележащим магнитным силовым линиям.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФ 22-12-00308 и в рамках Государственного задания № 1021032422589-5.

Литература

1. Соловьев А.А. // *Астрофизика*, 1985, том 23, выпуск 2, с. 394-408
2. Aulanier G., Torok T., D'emoulin P., and DeLuca E.E. // *ApJ*, 2010, 708:314–333
3. Zaitsev, V.V. & Stepanov, A.V. // *Geomag. Aeronomy*, 2020, 60, 915
4. Ишков В.Н., каталог, http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/FI_XXIV.txt
5. Bakunina I.A., Melnikov V.F., Shain A.V. et al. // *Geomag. Aeronomy*, 2023, vol. 63, no. 7
6. Wiegmann T. // *Solar Physics*, 2004, **219**, 87
7. Stupishin A. Magnetic Field Library // GitHub. – URL https://github.com/Alexey-Stupishin/Magnetic-Field_Library
8. Anfinogentov S., GXBox_prep. // GitHub. – URL https://github.com/Sergey-Anfinogentov/GXBox_prep
9. Solov'ev A.A. and E.A. Kirichek // *MNRAS*, 2021, 505, 4406–4416

СИСТЕМА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ ТЕЛЕСКОПОВ ГАС ГАО

**Березин И.А., Тлатов А.Г., Шрамко А.Д., Дормидонтов Д.В.,
Кирпичев Р.В., Сапешко В.И., Скорбеж Н.Н.**

Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

SPACE WEATHER FORECASTING SYSTEM BASED ON OBSERVATIONS FROM KMAS TELESCOPES

**Berezin I.A., Tlatov A.G., Shramko A.D., Dormidontov D.V.,
Kirpichev R.V., Sapeshko V.I., Skorbezh N.N.**

Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-27-30>

A complex system for forecasting solar wind (SW) parameters on the basis of two types of ground-based observations has been developed at the Kislovodsk Mountain Astronomical Station (KMAS). The forecasting of recurrence streams is based on synoptic full-disk measurements of magnetic fields on the Sun by means of the STOP magnetograph. Coronal mass ejections (CMEs) are introduced into the modeled recurrent flows in the form of aerodynamic disturbances. Information on the initial parameters of the CMEs is obtained using the patrol telescopes - CME detectors in the H-alpha and Ca II K lines. A brief review of the techniques and models used is presented. Plans for the development of a network of chromospheric telescopes designed to detect CMEs are also discussed.

Введение

В настоящее время одной из наиболее актуальных задач в исследовании Солнца и солнечно-земных связей является изучение и прогноз космической погоды (КП). Самой востребованной информацией для прогнозирования КП являются: уровень солнечной активности в виде вспышек, высокоскоростных потоков солнечного ветра и корональных выбросов массы (КВМ); оценка потоков солнечного излучения в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне; потоки космических лучей на высотах коммерческой авиации, пилотируемой космонавтики (в том числе МКС) и спутников. Основной прогресс в области исследований КП достигнут в США, где разработана цельная система наблюдений, анализа и моделирования, обеспечивающая оперативное прогнозирование и выработку рекомендаций. В России существует ряд научных коллективов, которые исследуют КП, опираясь преимущественно на зарубежные данные, но централизованная служба прогноза, наподобие американской, отсутствует. Создание такой национальной службы в России является животрепещущей проблемой, особенно в условиях сильной зависимости от внешних данных. В работе представлена схема системы прогнозирования, в первую очередь, парамет-

ров солнечного ветра (СВ). Система основана на отечественных наблюдениях, выполняющихся в синоптическом режиме на ГАС ГАО.

Система прогнозирования КП

Служба прогнозирования КП должна опираться на непрерывные синоптические наблюдения солнечной активности. На ГАС в настоящее время существует набор наблюдательных программ, моделей и методик, позволяющий производить комплексный прогноз КП. Основными компонентами в системе прогнозирования являются оценка высокоскоростных потоков СВ и прогноз геоэффективности КВМ (рис. 1). В целом, система базируется на четырёх видах наземных наблюдений.

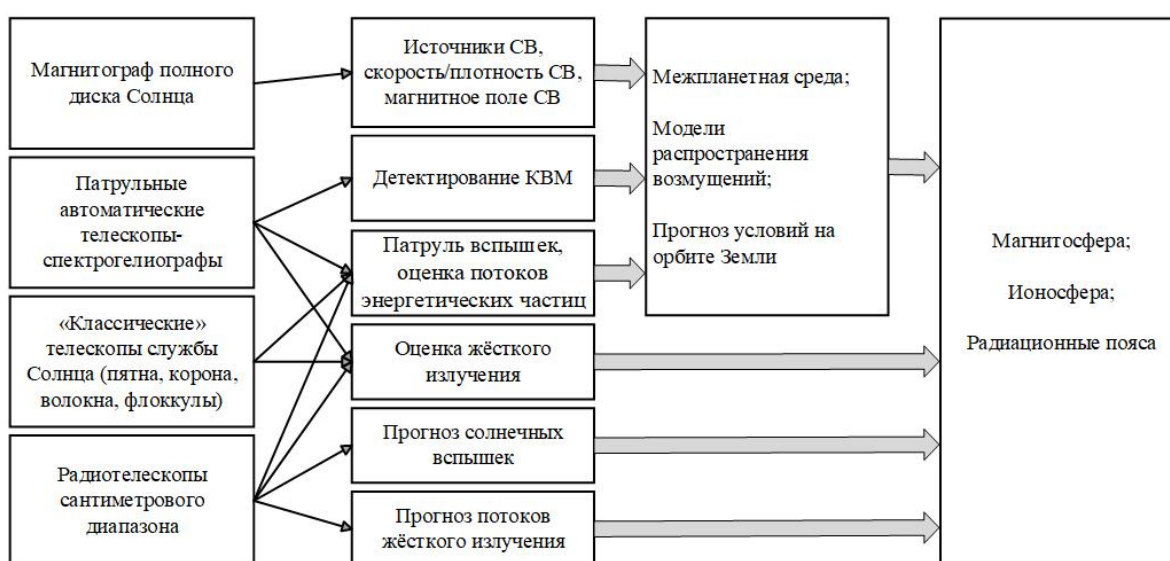


Рис. 1. Схема прогнозирования КП на основе наземных наблюдений в России

Высокоскоростные рекуррентные потоки СВ формируются в областях с открытой конфигурацией магнитных полей. Для моделирования этих потоков на ГАС с 2014 г. ведутся измерения крупномасштабного магнитного поля на полном диске Солнца посредством телескопа-магнитографа СТОП. Экстраполяция фотосферного поля в солнечную корону выполняется в потенциальном приближении с поверхностью источника (PFSS). Однако, возможно использование других моделей солнечной короны, например, на ГАС была разработана непотенциальная модель, учитывающая присутствие в короне радиально расширяющегося СВ конечной проводимости [1]. Определение скорости СВ на поверхности источника производится согласно классической модели Wang-Sheeley-Argе. Кроме того, на ГАС исследуются и внедряются альтернативные подходы к моделированию СВ на основе, например, таких параметров, как длина магнитных трубок и амплитуда поля на поверхности источника [2]. Система прогнозирования рекуррентных потоков работает в режиме службы с 2015 г. [3] и

предоставляет прогноз скорости СВ, Кр-индексов и знака радиальной компоненты магнитного поля на орбите Земли с заблаговременностью до семи дней. Развитием инструментальной базы может стать ввод в эксплуатацию СТОП в Иркутске и Уссурийске.

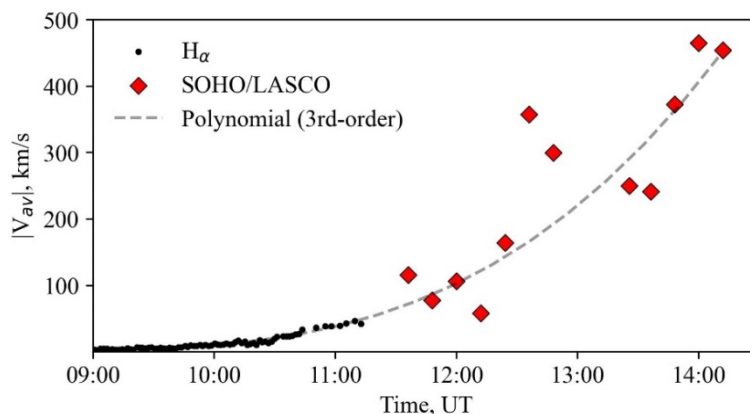


Рис. 2. Средняя лучевая скорость эруптивного волокна 2021.02.20 по наблюдениям в линии H_{α} и скорость фронта КВМ по наблюдениям коронографа LASCO C2

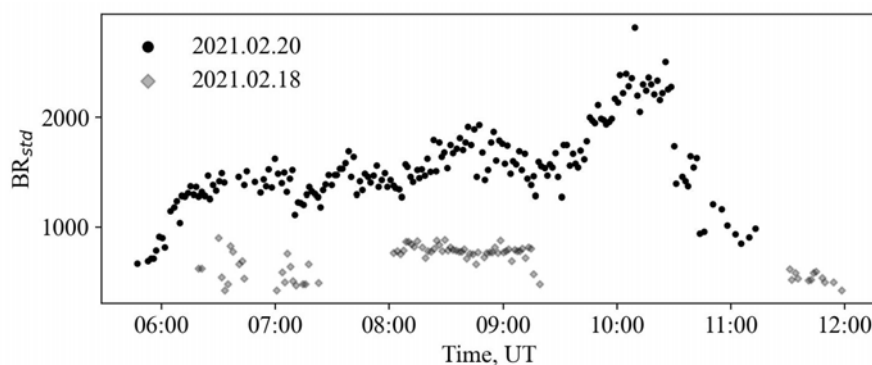


Рис. 3. Уровень возмущений в теле волокна в день эрупции 2021.02.20 и за два дня до эрупции 2021.02.18 по наблюдениям в линии H_{α}

Регистрация КВМ традиционно ведётся с помощью космических коронографов, которых у России нет, и создание которых займёт много времени. Для регистрации КВМ могут использоваться наземные оптические спектрогелиографы, разработанные на ГАС. Эти телескопы записывают полный профиль хромосферных линий (H_{α} и $Ca II K$) на полном диске Солнца и работают в непрерывном режиме с периодом регистрации порядка одной минуты, пространственным разрешением $1.5''$ и спектральным разрешением 40000. Показано, что такие патрульные наблюдения могут успешно применяться для оценки начального ускорения КВМ [4], причём задолго до того, как выброс можно увидеть в верхней короне (рис. 2). Кроме того, рост уровня турбулентности в теле волокна может сигнализировать о предстоящей эрупции с заблаговременностью в несколько часов (рис. 3). Для оценки геоэффективности КВМ, зарегистрированных с помо-

пью патрульного телескопа, используется информация о фоновом солнечном ветре в гелиосфере, полученная из магнитографических наблюдений, а взаимодействие КВМ с фоновым ветром моделируется в аэродинамическом приближении [5].

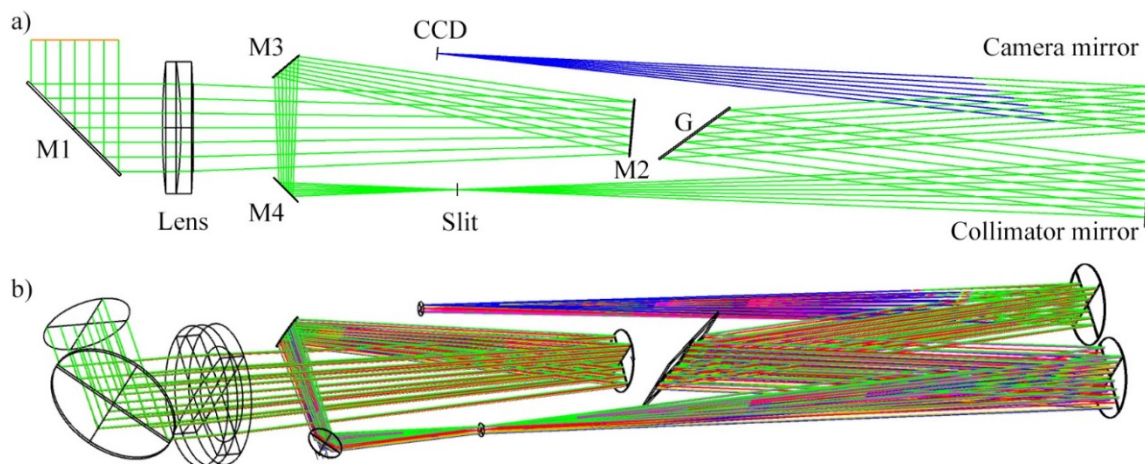


Рис. 4. Оптическая схема нового патрульного телескопа SPOT-CME, трассировка лучей

За всё время работы телескопов в линии Ca II K и H α (с 2013 г. и 2015 г., соответственно) были зарегистрированы десятки эруптивных событий. Но для службы прогнозирования КП необходимо наблюдать КВМ непрерывно, т.е. необходимо формирование наземной наблюдательной сети, состоящей из, по меньшей мере, шести разнесённых по долготе станций. В связи с этим на ГАС разрабатывается новый патрульный телескоп SPOT-CME в однообъёмной схеме, не требующий павильона для установки (рис. 4). При этом основные характеристики нового телескопа соответствуют характеристикам патрульных телескопов ГАС.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ № 075-03-2023-121/3.

Литература

1. Tlatov, A.G.; Berezin, I. Modeling the Magnetic Field of the Inner Corona in a Radially Expanding Solar Wind // *Physics*, 2023, 5, 161–167.
2. Berezin, I.; Tlatov, A. Coronal Field Geometry and Solar Wind Speed // *Universe*, 2022, 8, 646.
3. Tlatov, A.G.; Pashchenko, M.P.; Ponyavin, D.I.; et al. Forecast of Solar Wind Parameters According to STOP Magnetograph Observations // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016, 56, 1095–1103.
4. Berezin, I.A.; Tlatov, A.G.; Pevtsov, A.A. Solar Filament Eruptions in H α Doppler Velocity // *ApJ*, 2023, 950, 100.
5. Tlatov, A.G.; Berezin, I.A.; Strelkov, M.A. Simulation of Coronal Mass Ejection Propagation Based on Data from Ground-Based Patrol Observations // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2020, 59, 843–845.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ МЕРИДИОНАЛЬНЫХ ПОТОКОВ НА СОЛНЦЕ

Биленко И.А.

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

CYCLE VARIATIONS OF THE SOLAR MERIDIONAL FLOWS

Bilenko I.A.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-31-34>

The meridional flows of different intensity photospheric magnetic fields in cycles 21-24 were investigated. Data from NSO/Kitt Peak KPVT and SOLIS/VSM instruments for the period from 1976 to 2017 were used. Three types of time-latitude distributions and meridional flows were revealed depending on the intensity of the photospheric magnetic fields. The first type is low-strength magnetic fields. They were distributed uniformly and weakly depended on solar cycles. The second type is medium-strength magnetic fields. These positive- and negative-polarity magnetic fields show a wave-like, pole-to-pole, antiphase meridional circulation with a period of ~22 years. The third type is high-strength (active regions) magnetic fields. Magnetic fields of both leading and following polarities were distributed symmetrically in the northern and southern hemispheres and they migrated from high to low latitudes. The results indicate that high-strength (active regions) magnetic fields are not the main source of weak- and medium-strength magnetic fields and they do not determine the solar polar field reversal.

Введение

Меридиональные потоки играют важную роль во многих процессах на Солнце. Изучение закономерностей проявления меридиональных течений магнитных полей важно для понимания работы солнечного динамо. Согласно ряду современных исследований циклические вариации меридиональных потоков позволяют объяснить изменения амплитуды и продолжительности циклов солнечной активности [4, 5].

Целью данного исследования является рассмотрение вариаций широтно-временного распределения и меридиональных течений фотосферных магнитных полей Солнца разной напряженности в 21–24 циклах солнечной активности.

В работе использованы синоптические карты фотосферных магнитных полей обсерватории Кит-Пик KPVT (Kitt Peak Vacuum Telescope) и SOLIS/VSM (Synoptic Optical Long-Term Investigations/Vector Stokes Magnetograph) с 1976 по 2017 гг. Каждая синоптическая карта содержит информацию о полном Кэррингтоновском обороте (КО) Солнца и представляет собой широтно-долготное распределение значений напряженности магнитного поля, состоящее из 180×360 пикселей, соответствующих сол-

нечным координатам от -90° до $+90^\circ$, выраженных в синусах широты и $0^\circ - 360^\circ$ по долготе.

Результаты исследования

На рис. 1 показаны усредненные по долготе широтно-временные распределения за каждый КО слабых фотосферных магнитных полей ($|0-5|$ Гс) положительной (1a) и отрицательной (1b) полярности, магнитных полей средней напряженности (1c, 1d) в диапазоне $|10-25|$ Гс и магнитных полей высокой напряженности ($> |200|$ Гс), т. е. магнитных полей активных

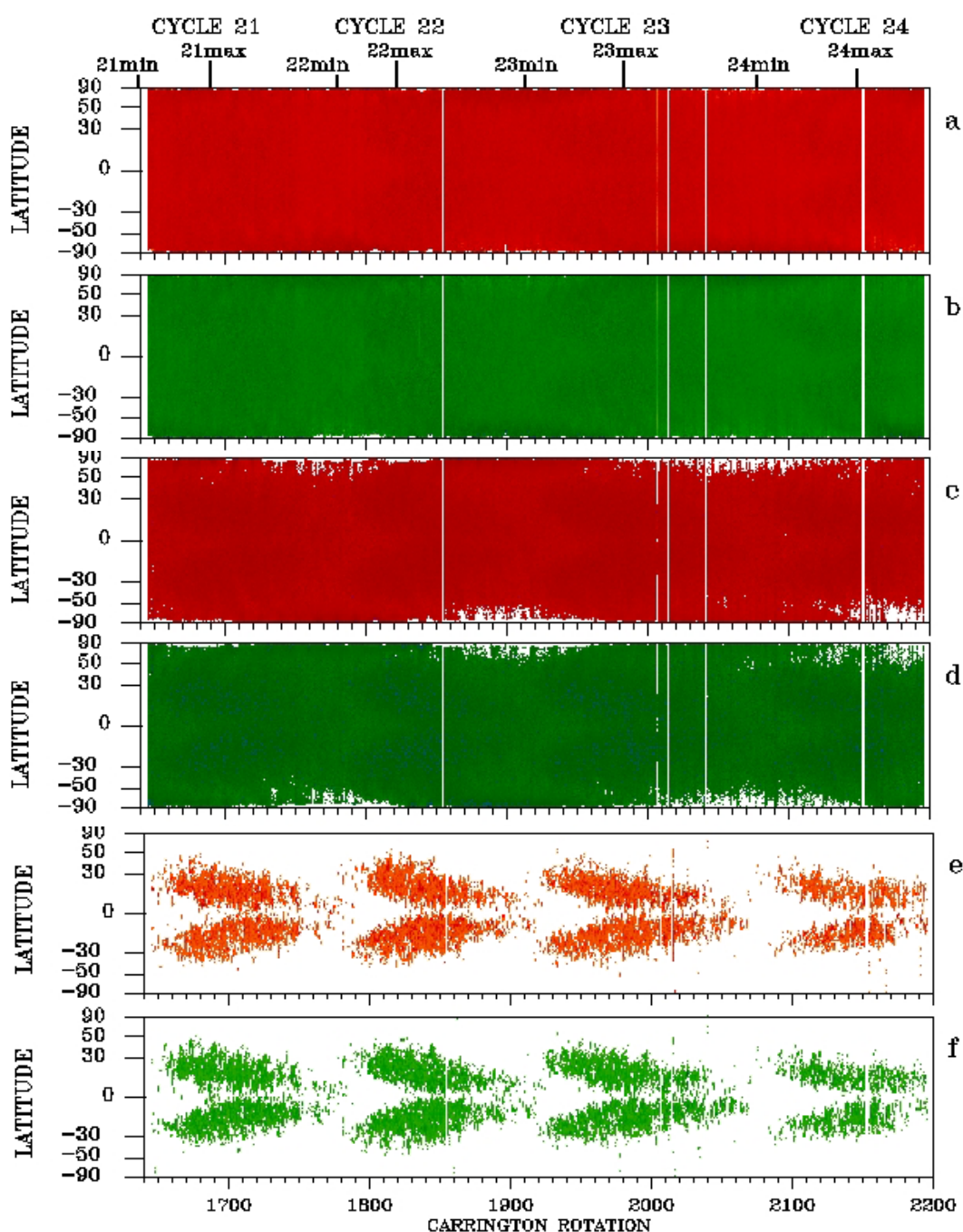


Рис. 1.

областей (1e, 1f). Из рис. 1 следует, что широтно-временная динамика магнитных полей низкой, средней и высокой напряженности сильно отличается. Магнитные поля низкой напряженности распределены равномерно по всем широтам от южного до северного полюса Солнца и их широтное распределение не зависит от циклических вариаций активных областей. Этот результат согласуется с результатами, полученными в работах [3, 6], где авторы показали, что слабые магнитные поля не зависят от фазы солнечного цикла и, что они не являются продуктами распада магнитных полей активных областей, а определяются функционированием мелкомасштабного динамо.

Магнитные поля средней напряженности (рис. 1c и 1d) выявляют периодические, противофазные, волнообразные меридиональные потоки от одного полюса к другому с периодом порядка 22 лет. В минимумах солнечной активности волны положительной и отрицательной полярности находятся у противоположных полюсов, затем эти магнитные потоки мигрируют к низким широтам, где они сближаются и пересекают экватор. Меридиональный поток каждой полярности переходит в противоположное полушарие и продолжает свое движение к противоположному полюсу. Именно эти меридиональные потоки и определяют процесс смены знака магнитного поля на полюсах в максимумах солнечной активности. Эти меридиональные течения полностью согласуются с циклической динамикой широтного распределения корональных дыр связанных с магнитными полями положительной и отрицательной полярности [1, 2], трассирующих вариации магнитных полей положительной и отрицательной полярности глобального магнитного поля Солнца.

Магнитные поля высокой напряженности соответствуют магнитным полям активных областей. Потоки, соответствующие как полярности лидирующих, так и хвостовых пятен, мигрируют от высоких широт к низким симметрично в северном и южном полушариях. Они не имеют прямого отношения к смене знака магнитного поля на полюсах Солнца.

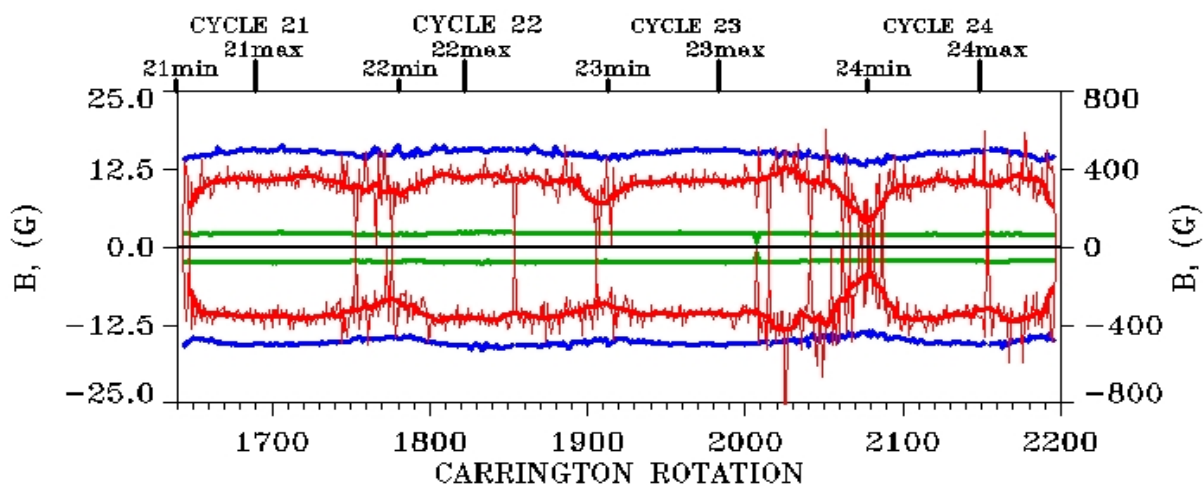


Рис. 2.

На рис. 2 показаны изменения средней напряженности магнитных полей для каждого из диапазонов. Зеленый цвет соответствует магнитным полям $|0-5|$ Гс., синий – $|10-25|$ Гс., красный $>|200|$ Гс. (правая шкала). Из рис. 2 следует, что магнитные поля слабой и средней напряженности мало изменяются на разных фазах солнечной активности, т. е. они слабо зависят от циклических вариаций магнитных полей активных областей.

Выводы

Результаты показали, что в зависимости от значения напряженности фотосферного магнитного поля выделяются три типа широтно-временного распределения магнитных полей и их меридиональных потоков.

Первый тип – это магнитные поля слабой напряженности ($|0-5|$ Гс.). Магнитные поля как положительной, так и отрицательной полярности распределены равномерно от южного до северного полюса. Средние значения их напряженности, практически, не зависят от циклических изменений магнитных полей активных областей, что свидетельствует в пользу теории мелкомасштабного динамо их формирования.

Второй тип – это магнитные поля средней напряженности ($|10-25|$ Гс.). Широтно-временные распределения магнитных полей положительной и отрицательной полярности представляют собой волнообразные, противофазные меридиональные потоки, мигрирующие от одного полюса к противоположному в каждом цикле с периодом порядка 22 лет. Они отражают динамику глобального магнитного поля Солнца и определяют процесс смены знака магнитного поля на полюсах Солнца.

Третий тип – это магнитные поля высокой напряженности ($>|200|$ Гс.), т. е. локальные магнитные поля активных областей. Магнитные потоки соответствующие как полярности лидирующих, так и хвостовых пятен активных областей мигрируют от высоких широт к низким симметрично в северном и южном полушариях Солнца.

NSO/Kitt Peak magnetic data used here are produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL. This work utilizes SOLIS data obtained by the NSO Integrated Synoptic Program (NISP), managed by the National Solar Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc. under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

Литература

1. *Bilenko I.A.* // *Astron. Astrophys.*, 2002, 396, 657-666.
2. *Bilenko I.A. and Tavastsherna K.S.* // *Solar Phys.*, 2016, 291, 2329-2352.
3. *Obridko V.N., Livshits I.M., Sokoloff D.D.* // *MNRAS*, 2017, 472, 2575-2582.
4. *Hanasoge S.M.* // *LRSP*, 2022, 19, 1-41.
5. *Jiang J., et al.* // *Space Sci. Rev.*, 2014, 186, 491-523.
6. *Kleint L., et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2010, 524, A37.

ПАРАМЕТРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ М-КАРЛИКА V647 Her

Бондарь Н.И., Алексеев И.Ю., Антонюк К.А., Пить Н.В.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

PARAMETRS OF STARSPOTS ON THE SURFACE OF THE M-DWARF V647 HER

Bondar' N.I., Alekseev I.Yu., Antonyuk K.A., Pit' N.V.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-35-38>

Based on photometric data obtained for the star V647-Her in 2019 and 2022 at the CrAO, as well as 2004 data from the SWASP catalog, low-amplitude brightness variations with $P_{rot} = 20.69$ d were found. Changes in the V-I color index indicate a presence of cool spots on its surface. It is found that the characteristics of rotational modulation, the amplitude and phase of the minimum, change, which is caused by the evolution of the spots and changes in their parameters. The temperature and area of the spots were determined within the framework of the zonal model using photometry for 1939–2022. The spots cover from 8 to 30% of the total surface of the star. Taking a temperature of the quiet photosphere of 3300 K, $T_{spot} = 2700-2800$ K, the characteristic time between minima of the star's activity is estimated of about 60 years.

Введение

Звезды V647 Her ($V = 11^m.2$) и V639 Her ($V = 12^m.93$), образующие широкую астрометрическую двойную систему GJ 669AB, являются вспыхвающими красными карликами [1, 2]. Каждая из звезд системы GJ 669AB представляет интерес для изучения особенностей проявления активности у красных карликов, имеющих разное внутреннее строение. Согласно [3] звезда V639 Her, у которой масса меньше $0.35 M_{\odot}$ ($M = 0.31M_{\odot}$), является полностью конвективной, а более массивная V647 Her ($M = 0.37M_{\odot}$), имея развитую конвективную зону, еще сохраняет радиативное ядро.

Активность звезд зависит также от скорости осевого вращения. Для обеих звезд данные о периодах вращения, полученные в оптическом диапазоне по спектральным и фотометрическим наблюдениям существенно различаются [4]. В 2019 г. на 125 см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) мы выполнили многоцветную фотометрию звезды V647 Her. Анализ поведения блеска по этим данным показал его малоамплитудные изменения, не более $0^m.05$, с периодом 20.69 дней и низкую вероятность изменений с периодом 1.098 дней [5]. Короткопериодические изменения были заподозрены ранее по данным каталога ASAS [6] и SuperWASP [7].

В этой статье по результатам анализа фотометрии 2019 г., рядом, полученным в КрАО в 2022 г. и данным 2004 г. из каталога SuperWASP рассмотрены характеристики переменности с периодом 20.69 сут. Показано, что наблюдаемая переменность блеска сопровождается покраснением звезды, что указывает на наличие холодных пятен на ее поверхности. Параметры пятен вычислены в рамках зональной модели, для расчета определены входные параметров по фотометрии с 1939 г. по 2022 г. Получены площади пятен в каждую приведенную эпоху и характерное время между минимумами активности процессов пятнообразования.

Переменность блеска и цвета по фотометрии 2022 г.

Наблюдения V647 Her в 2022 г. выполнены в полосах *BVRI* с 5 июля по 15 ноября. Описание аппаратуры, методов регистрации и обработки данных приведены в [5]. Кривая блеска на рис. 1а представляет усредненные в дату наблюдений ΔV -величины, определенные относительно измерений блеска звезды сравнения ТУС 2082-2143-1 ($V = 11^m.22$), значение $\sigma < 0^m.007$.

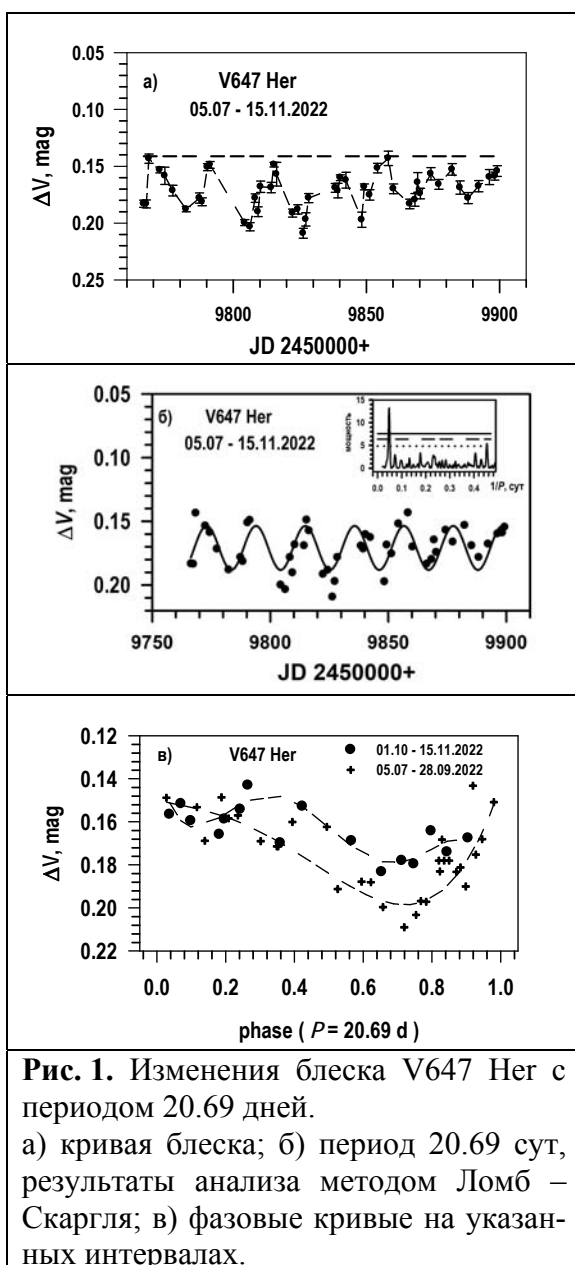


Рис. 1. Изменения блеска V647 Her с периодом 20.69 дней. а) кривая блеска; б) период 20.69 сут, результаты анализа методом Ломб – Скаргля; в) фазовые кривые на указанных интервалах.

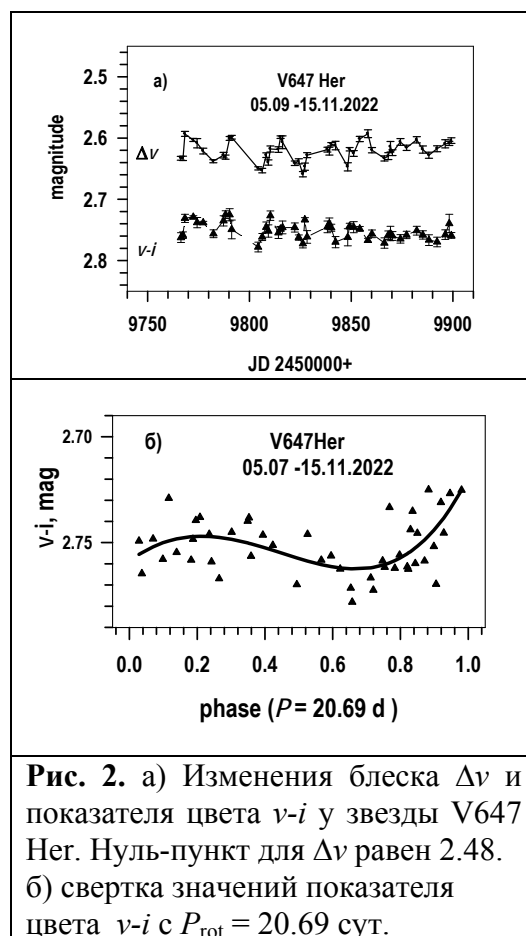
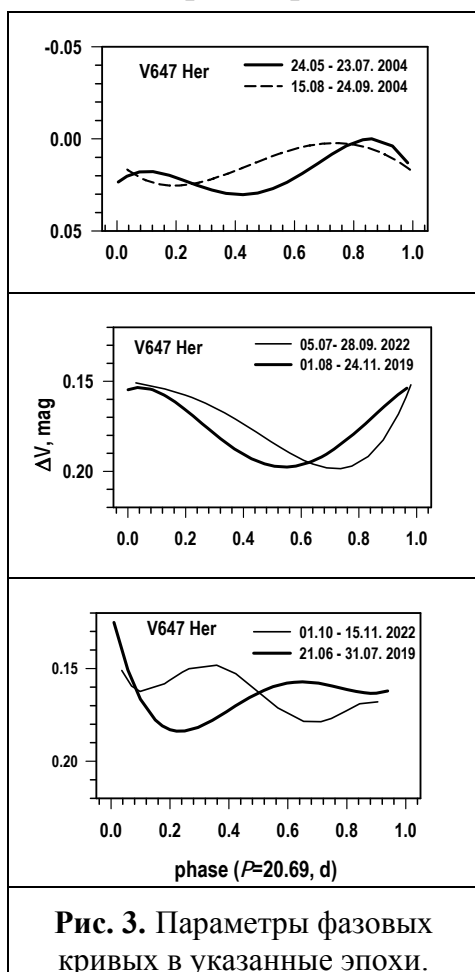


Рис. 2. а) Изменения блеска Δv и показателя цвета $v-i$ у звезды V647 Her. Нуль-пункт для Δv равен 2.48. б) свертка значений показателя цвета $v-i$ с $P_{\text{rot}} = 20.69$ сут.

Частотный анализ, выполненный методом Ломб-Скагля, подтвердил присутствие переменности, $\Delta V = 0^m.03-0^m.06$, с периодом 20.69 сут (рис. 1б). Фазовые кривые построены с элементами $HJD = 2453128.5102 + 20.69E$ (рис. 1в). Видно, что амплитуды и фазы минимумов сохраняются в течение 40–80 дней. Анализ показателей цвета $V-I$ (рис. 2а, величины приведены в инструментальной системе) показал, что при изменении блеска звезда становится более красной, что свидетельствует о присутствии холодных пятен на ее поверхности. Показатели цвета также меняются с периодом вращения (рис. 2б), ряд остатков после вычитания периодичности 20.69 сут сосредоточен в пределах 2σ .

Вращательная модуляция блеска по фотометрии 2004 г., 2019 г. и 2022 г.

По результатам исследований поведения блеска звезды в 2004 г., 2019 г. и 2022 г. период вращения звезды составляет 20.69 сут. Фазовые кривые



характеризуют вращательную модуляцию блеска с этим периодом. Амплитуда вращательной модуляции меняется от сезона к сезону и на более длинной временной шкале (рис. 3). Также меняется фаза минимума, которая показывает положение запятненных областей на поверхности звезды. Как видно из таблицы, пятна могут наблюдаться на одной из полуфер или на обоих полушариях, как в октябре-ноябре 2022 г.

Таблица. Параметры вращательной модуляции.

Год	Дата	Фаза минимума	Амплитуда
2004	24.05 - 23.07	0.43	0.030
	15.08 - 24.09	0.17	0.026
2019	21.06 - 31.07	0.22	0.027
	01.08 - 24.11	0.55	0.044
2022	05.07 - 28.09	0.72	0.046
	01.10 - 15.11	0.66	0.028
	01.10 - 15.11	0.09	0.015

Амплитуды и фазы минимума обусловлены параметрами пятен и их локализацией на поверхности. Характеристики вращательной модуляции сохраняются в течение 2–4 оборотов звезды.

Определение параметров пятен

Для определения параметров пятен в рамках зональной модели [8, 9] принято значение температуры звезды $T_{\text{eff}} = 3300 \text{ K}$ [4], угол наклона оси вращения $i = 90^\circ$. По данным многолетней фотометрии максимальный блеск незапятненной фотосферы $V_{\text{max}} = 11^{\text{m}}.04$, значения показателей цвета $B-V = 1.55$, $V-R = 1.14$, $V-I = 2.67$ и отношения амплитуд вращательной модуляции в указанных полосах в каждый сезон $dB/dV = 0.96$, $dR/dV = 0.83$, $dI/dV = 0.55$. Для определения V_{max} построена сводная кривая блеска по данным из фотографического архива Зоннебергской обсерватории (1939–1991 гг.), из каталогов *Hipparcos* (1990–1993 гг.), *ASAS* (2003–2009 гг.), *SuperWASP* (2004–2007 гг.), *KWS* (2012–2022 гг.) и полученным в КрАО, данные из публикаций отмечены зачерненным кружком (рис. 4). Парамет-

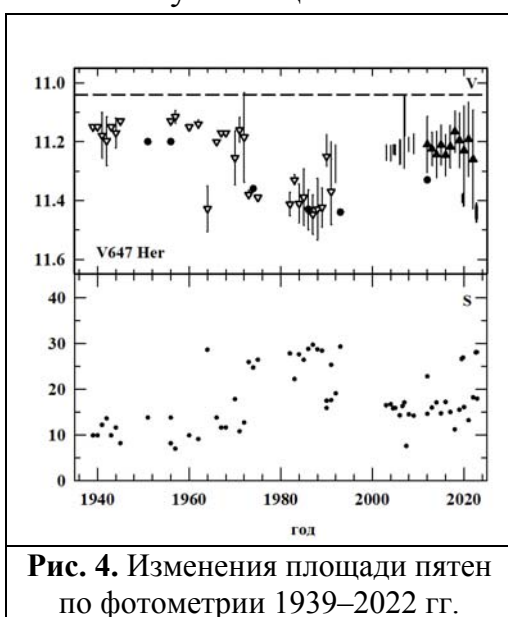


Рис. 4. Изменения площади пятен по фотометрии 1939–2022 гг.

ры пятен определены на интервале с 1939 г. по 2022 г. В принятой модели запятненности температура пятен $T_{\text{spot}} = 2740 \pm 60 \text{ K}$, площади пятен в процентах полной площади поверхности звезды меняются от 8 до 30% (нижний график рис. 4). Минимальная запятненность наблюдалась в 1945–1956 гг. и 2005–2009 гг., когда значение S_{spot} составляли 8% и 15% соответственно. Наибольшая запятненность, $\sim 30\%$, отмечена в 1982–1987 гг. В настоящее время по фотометрии 2019 г. и 2022 г. занимаемая пятнами площадь приближается к максимальному уровню, $S_{\text{spot}} \sim 28\%$. Харак-

терное время между эпохами минимальной запятненности, т.е. минимумами активности процессов пятнообразования, около 60 лет, длительность максимума активности – около 5 лет.

Литература

1. Roques P.E. // *PASP*, 1955, 67, 394, 34.
2. Shakchovskaya N.I., Sofina W. // *Inf. Bull. Var. Stars*, 730, 1972.
3. Chabrier G., Baraffe I. // *Astron. Astrophys.*, 1997, 327, 1039.
4. Quiroga-Nuñez L.H., Intema H.T., Callingham J. R., et al. // *Astron. Astrophys.*, 2020, 633, id.A130, 9 pp.
5. Bondar' N.I., Antonyuk K.A., Pit' N.V. // *Astrophysics*, 2022, 65, 483.
6. Kiraga M., Stepień K. // *Acta Astron.*, 2007, 57, 149.
7. Bondar N.I. // *Astron. Astrophys. Trans.*, 2019, 31(3), 295.
8. Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. // *Астрон. журн.*, 1996, 73, 579.
9. Алексеев И.Ю. *Запятненные звезды малых масс*. Одесса: Астропринт, 2001. 137 с.

**ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ
СОЛНЕЧНЫХ СУПЕРВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ
О КОСМОГЕННОМ РАДИОУГЛЕРОДЕ В ЛУННОМ РЕГОЛИТЕ**

**Васильев Г.И.¹, Константинов А.Н.², Кудрявцев И.В.¹, Мелихова Е.С.²,
Остряков В.М.², Павлов А.К.¹**

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

²*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия*

**LIMITATIONS ON THE PARAMETERS OF SOLAR SUPERFLARES
BASED ON COSMOGENIC RADIOCARBON DATA
IN LUNAR REGOLITH**

**Vasilyev G.I.¹, Konstantinov A.N.², Kudryavtsev I.V.¹, Melikhova E.S.²,
Ostryakov V.M.², Pavlov A.K.¹**

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-39-42>

Recently samples with an abnormally high content of ^{14}C have been detected in the annual tree rings, which are interpreted as short-term (several years) increases in the cosmic ray flux at the atmospheric boundary. Most publications assume that such an increase occurred due to solar superflares. Other possible explanations may be connected with anomalous increases in the Galactic cosmic rays (GCRs) flux during the passage of dense interstellar clouds by the Solar System and Galactic gamma-ray bursts. In order to confirm the observed amount of cosmogenic isotopes ^{14}C , ^{10}Be , ^{36}Cl produced in the Earth's atmosphere the spectrum of protons in solar superflares has to be extremely hard. To check this hypothesis we make use the measurements of the radiocarbon content profile in lunar regolith core delivered by the Apollo-15 as an integral detector of GCRs and solar cosmic ray (SCR) flux. Subtracting the contribution of GCRs we estimate the possible fluxes and spectra of SCRs in hypothetical superpowerful events that contradict the superflare hypothesis.

В последнее время в радиоуглеродном ряду были обнаружены события (их около десяти) с аномально высоким содержанием ^{14}C и быстрым его нарастанием (порядка года – нескольких лет). Наиболее известен импульс 774–775 г. н.э. [1]. В большинстве работ предполагается, что такие события могут быть вызваны супермощной солнечной вспышкой или серией мощных вспышек [2]. Альтернативные гипотезы рассматривают в качестве причины сжатие гелиосферы при прохождении солнечной системы через плотное компактное межзвездное облако [3], а также Галактический гамма-всплеск [4].

В таблице приведены все обнаруженные к настоящему времени события с аномальным ростом ^{14}C за последние 10000 лет. Для первых 4-х событий измерены также коррелированные увеличения содержания ^{10}Be и

^{35}Cl в ледяных кернах. Измеренные отношения этих изотопов возможно объяснить только при экстремально жестких спектрах солнечных космических лучей (СКЛ) в суперсобытиях. В модельных расчётах [2–4, 7] предполагалось, что такие события имели спектры, подобные экспериментально измеренным спектрам вспышек 1956 и 2005 гг., которые являются наиболее жёсткими из наблюдавшихся современных вспышек.

Для упомянутых событий в таблице приведены: измеренные величины $\Delta^{14}\text{C}$, предполагаемые спектры СКЛ в этих событиях, соответствующая величина производства радиоуглерода в атмосфере Земли и наличие (или отсутствие) данных по космогенным ^{10}Be и ^{36}Cl . Для последних четырёх событий таблицы сделано предположение, что их спектры подобны спектру вспышки 2005 года.

В супервспышках при резком возрастании потока СКЛ увеличивается скорость образования ^{14}C в лунном грунте. С учётом его распада это отражается на глубинном распределении измеряемой активности. В кернах лунного грунта, доставленного Аполлоном-15, были проведены детальные измерения глубинного профиля активности ^{14}C [10]. В нём наблюдается резкое падение концентрации радиоуглерода в верхнем слое до глубины 5 г/см^2 . Далее, глубже наблюдается постепенный рост с максимумом около 50 г/см^2 и дальнейшим спадом. Глубинный профиль формируется в результате ядерных взаимодействий частиц ГКЛ и СКЛ. Поскольку СКЛ имеют в среднем меньшую по сравнению с ГКЛ энергию, они быстро тормозятся и дают существенный вклад в генерацию ^{14}C только в первых сантиметрах грунта. При расчете с помощью GEANT4 вклада ГКЛ в глубинный профиль активности ^{14}C нами учитывались вариации потока ГКЛ в результате солнечной модуляции (рис. 1). При этом мы использовали зависимость модуляционного потенциала $\phi(t)$, восстановленную за последние 19000 лет по космогенным изотопам на Земле [11] с локальным межзвездным спектром ГКЛ из работы [12].

Таблица. Измеренные в $\Delta^{14}\text{C}$ события за последние 10000 лет.

дата	$\Delta^{14}\text{C}$, ‰	спектр	Q , ат/см ² с	^{10}Be ^{36}Cl
775 CE [7]	17.6±0.5	20.01.2005	$1.9 \cdot 10^8$	+ +
993 CE [7]	9.6±0.6	20.01.2005	$5.1 \cdot 10^7$	+ +
660 BCE [4]	12.5±1.1	20.01.2005	$1.6 \cdot 10^8$	+ +
7176 BCE [6]	19.5±0.6	23.02.1956	$1.5 \cdot 10^8$	+ +
1052 CE [2]	5.9±1.1	20.01.2005	$6.2 \cdot 10^7$	– –
1279 CE [2]	6.5±1.6	20.01.2005	$7.7 \cdot 10^7$	– –
5410 BCE [5]	5.6±0.8	20.01.2005	$9 \cdot 10^7$	– –
5259 BCE [3]	19.1±0.6	20.01.2005	$1.9 \cdot 10^8$	– –

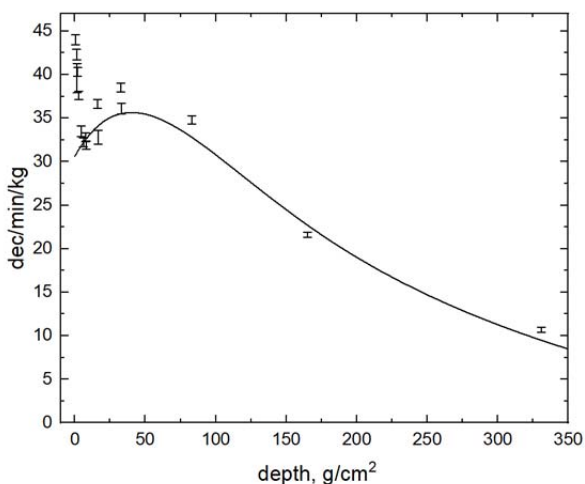


Рис. 1. Глубинный профиль активности ^{14}C в лунном грунте от ГКЛ

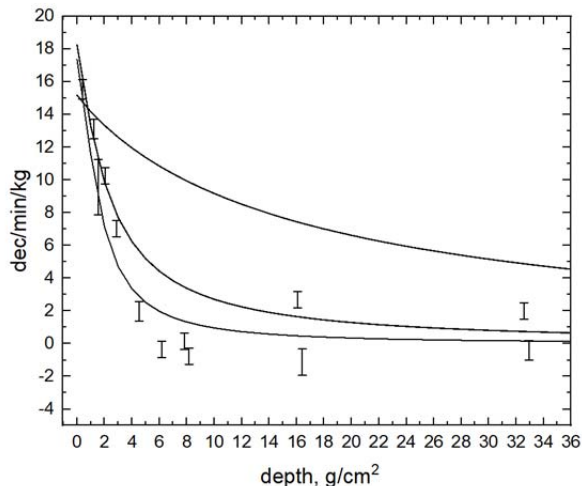


Рис. 2. Активность ^{14}C под действием усредненного потока СКЛ при степенных спектрах с показателем $\gamma = 2$, (верхняя кривая), $\gamma = 4$ (средняя) и $\gamma = 6$ (нижняя).

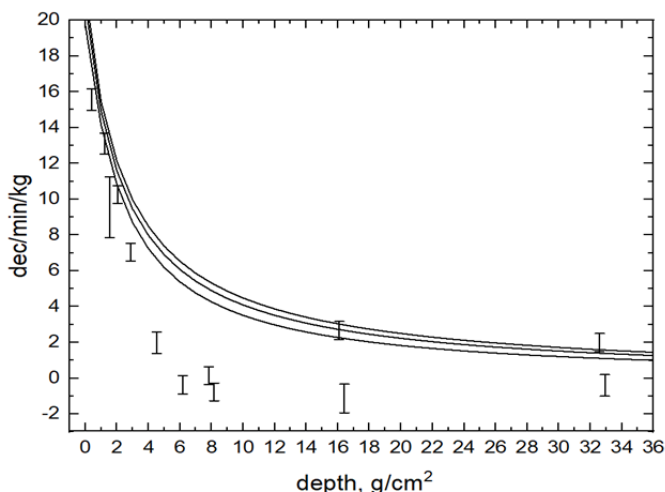


Рис. 3. Активность ^{14}C . Нижняя кривая – учёт среднего потока СКЛ с $\gamma = 6$ плюс вклад от первых 4-х событий таблицы; средняя – учёт всех событий таблицы; верхняя – с дополнительным таким же вкладом подобных событий за период 10000–20000 лет назад.

После вычитания вклада ГКЛ мы рассчитали вклад усреднённого за этот период потока СКЛ со спектром частиц $E^{-\gamma}$ для различных значений γ (рис. 2). На следующем рис. 3 представлены результаты вычисления дополнительного вклада от супервспышек, приведенных в таблице, а также возможный вклад подобных событий в период 10000–20000 лет назад, считая его таким же (с учетом распада) как и в предыдущие 10000 лет.

Выводы

1. Для корректного описания глубинного профиля скорости образования ^{14}C в верхнем слое лунного грунта за последние 20000 лет требуется,

чтобы усреднённый спектр СКЛ был «мягким» с показателем спектра $\gamma \approx 6$.

2. Интерпретация обнаруженных по измерениям ^{14}C на Земле суперсобытий как солнечных супервспышек с «жестким» спектром противоречит измеренному ходу глубинного профиля активности ^{14}C в лунных кернах.

Литература

1. Miyake F. et al. // Nature, 2012, **486**, 240.
2. Brehm N. et al. // Nature Geoscience, 2021, **14**, 10.
3. Brehm N. et al. // Nature Com., 2022, **13**, 1196.
4. O'Hara P. et al. // Multiradionuclide 10.1038/ncomms9611.
5. Miyake F. et al. // Geoph. Res. Lett., 2021, **48**, e2021GL093419.
6. Paleari C.I. et al. // Nature Com., 2022, **13**:214.
7. Mekhaldi F. et al. // Nature Com., 2015, **6**:8611.
8. Pavlov A.K. et al. // MNRAS, 2019, **485**, 4441.
9. Pavlov A.K. et al. // Astron. Lett. J., 2014, **40**, 640.
10. Jull A.J. et al. // Geochimica et Cosmochimica Acta, 1998, **62**, 3025.
11. Frolov D.A. et al. // J. of Physics: Conferens Series 2021 **2103** 012007.
12. Orlando E. // MNRAS, 2018, **475**, 2724.

ВОЗМОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ТРАЕКТОРИИ ВНЕТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ: НОВЫЕ ДАННЫЕ

Веретененко С.В., Дмитриев П.Б.

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

POSSIBLE INFLUENCE OF SOLAR ACTIVITY ON EXTRATROPICAL CYCLONE TRAJECTORIES IN THE NORTH ATLANTIC: AN UPDATE

Veretenenko S.V., Dmitriev P.B.

Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-43-46>

In this work we continue studying a possible influence of solar activity on extratropical cyclone trajectories in different parts of the North Atlantic, with the region of longitudes east of Greenwich being included in the study. The longitudinal dependence of the amplitudes of oscillations in cyclone trajectories was revealed. Secular oscillations (periods of ~80–100 yrs) of storm track latitudes are the most pronounced in the western part of the North Atlantic (60–40°W) and disappear in its eastern part (0–20°E), where multidecadal oscillations with periods of ~50–60 yrs are dominating. Bidecadal oscillations of storm track latitudes are the strongest in the region of the Iceland Low (the eastern North Atlantic, 30–10°W), with the cyclone tracks being noticeably shifted to the north at the descending phase of even solar cycles. The northward shift of cyclone tracks was shown to take place under an increased intensity of galactic cosmic rays (GCRs) and not to depend on the phase of quasi-biennial oscillations of the atmosphere. The latitudes of storm tracks were also compared with the NAO (North Atlantic Oscillation) indices and a positive correlation was detected. In the cold half of the year the NAO indices were found to undergo the same oscillations as cyclone trajectories. The detected changes in cyclone trajectories are caused by changes in intensity of the stratospheric polar vortex which may be associated with variations in GCR fluxes and geomagnetic activity.

Известно, что погода и климат в умеренных широтах определяются внетропическими циклонами, формирующимися над океанами. Исследование долговременных изменений основных траекторий циклонов (шторм-треков) в Северной Атлантике и их возможной связи с вариациями солнечной активности было начато в [1]. В настоящей работе продолжено исследование возможного влияния солнечной активности и связанных с ней явлений на траектории внетропических циклонов.

Основные направления движения циклонов определялись по положению оси барической ложбины (линии минимумов давления) на среднемесячных картах приземного давления, построенных по данным архивов MSLP [2, 3] для холодных месяцев. Помимо западной и восточной Северной Атлантики западнее Гринвича, были рассмотрены колебания широты шторм-треков в области долгот 0–20°Е (к востоку от Гринвича). Для оцен-

ки амплитуд выявленных колебаний была проведена аппроксимация шириоты шторм-треков полигармонической моделью [4], включающей основные квазипериоды. На рис. 1 представлены изменения амплитуды вековых, бидекадных и мультидекадных колебаний шириоты шторм-треков в зависимости от долготы. Видно, что вековые колебания максимальны в западной Северной Атлантике ($\sim 1.5^\circ$), ослабевают в области Исландии ($30\text{--}10^\circ\text{W}$) и полностью исчезают к востоку от Гринвича. Наибольшая амплитуда бидекадных и мультидекадных колебаний ($\sim 1^\circ$) наблюдается в восточной Северной Атлантике вблизи Гринвича.

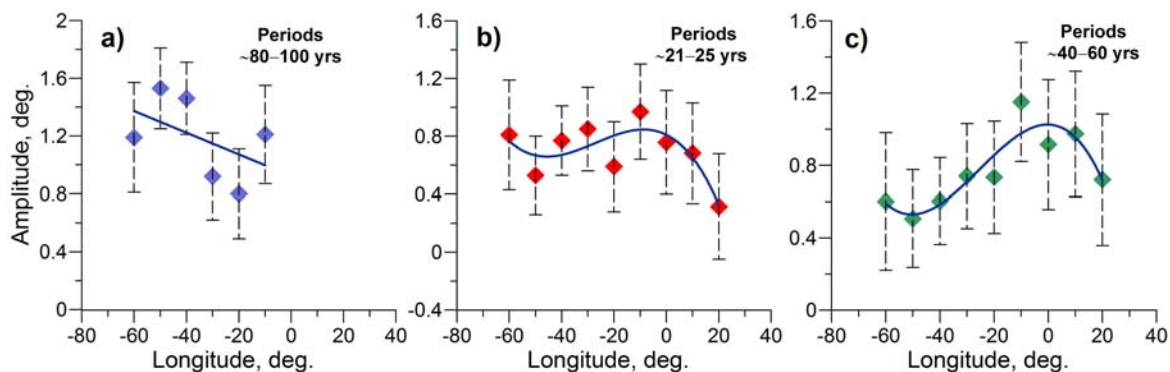


Рис. 1. Долготная зависимость амплитуды колебаний шириоты шторм-треков в холодное полугодие (октябрь-март): а) вековых, б) бидекадных, с) мультидекадных.

На рис. 2 широта траекторий циклонов в Северной Атлантике сопоставлена с индексами NAO (Северо-Атлантического колебания, характеризующего квазирегулярные изменения градиента приземного давления между Исландским минимумом и Азорским максимумом [5]).

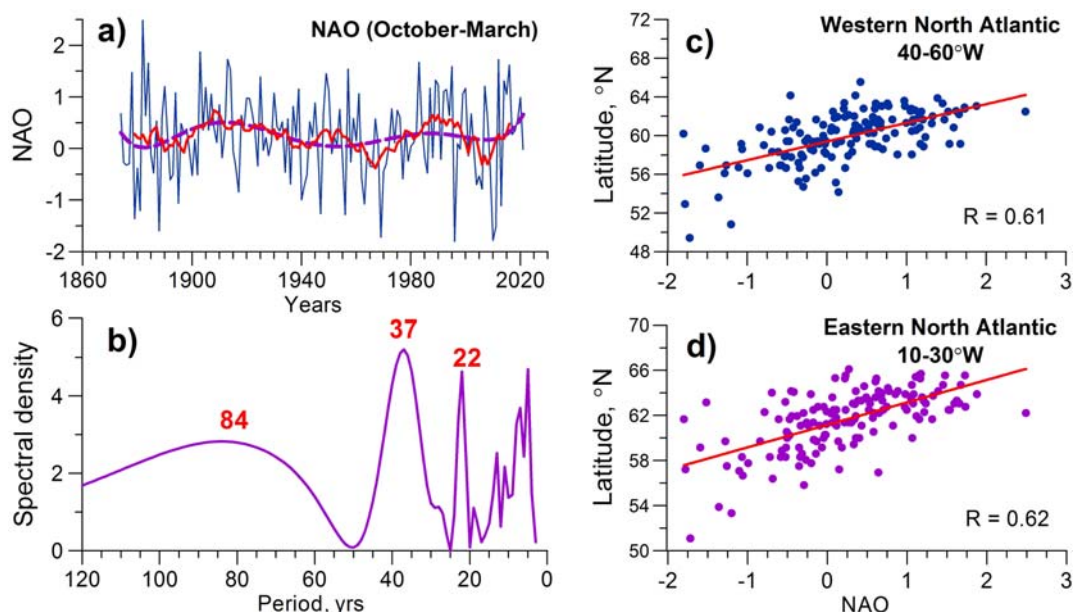


Рис. 2. а) Временной ход индексов NAO в холодное полугодие; б) выборочная оценка нормированной спектральной плотности индексов NAO; с) и d) связь шириоты шторм-треков и индексов NAO для западной и восточной Северной Атлантики.

Видно, что индексы NAO обнаруживают те же колебания на бидекадной, мультидекадной и вековой шкалах, что и широты шторм-треков. При этом имеет место положительная корреляция между NAO и широтами шторм-треков, т.е., чем севернее проходят циклоны, тем выше индекс NAO и интенсивнее западный перенос в Северной Атлантике.

Перемещение внетропических циклонов тесно связано с положением полярного струйного течения, на которое влияет интенсивность стратосферного полярного вихря. На рис. 3 показаны положения шторм-треков при сильном вихре (январь 1989 г.) и слабом вихре (февраль 2010 г.). Видно, что при сильном вихре траектории циклонов смещены к северу, а при слабом – к югу.

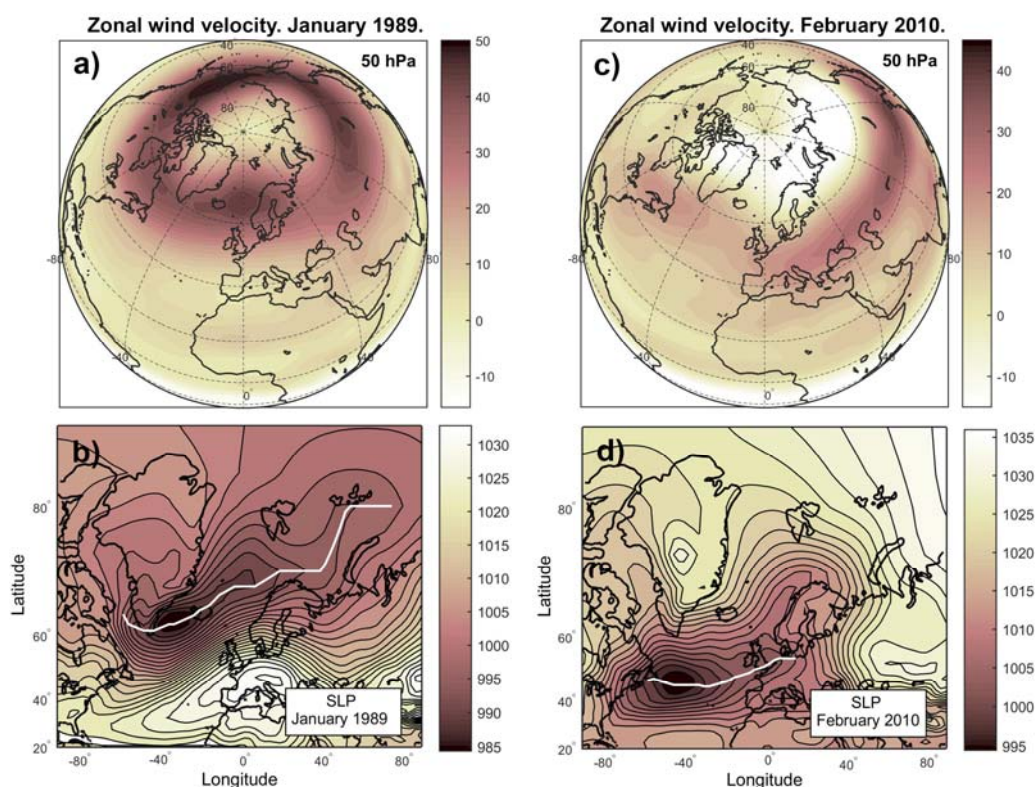


Рис. 3. Скорость зонального ветра (м/с) в стратосфере и положение шторм-трека на карте приземного давления (гПа) для сильного (a, b) и слабого (c, d) полярного вихря.

Таким образом, обнаруженные колебания широты траекторий циклонов свидетельствуют о соответствующих колебаниях интенсивности полярного вихря в связи с вариациями солнечной активности. Возможным фактором интенсификации вихря являются потоки галактических космических лучей (ГКЛ), испытывающих вариации как на вековой, так и на бидекадной шкалах. В [1] было обнаружено, что траектории циклонов сдвигаются к северу в минимуме цикла Глайсберга, т.е., при увеличении потоков ГКЛ. На рис. 4а показаны отклонения от векового хода широты шторм-треков в восточной Северной Атлантике, осредненные методом наложения эпох (МНЭ) для четных (12–24) и нечетных (13–23) солнечных

циклов. На рис. 4b представлены средние значения потоков космических лучей в среднеширотной стратосфере (по данным [6]) в четных и нечетных циклах. Видно, что смещение траекторий циклонов к северу ($\sim 1-1.5^\circ$) наблюдается на фазе спада четных циклов, когда потоки ГКЛ существенно выше, чем в нечетных циклах.

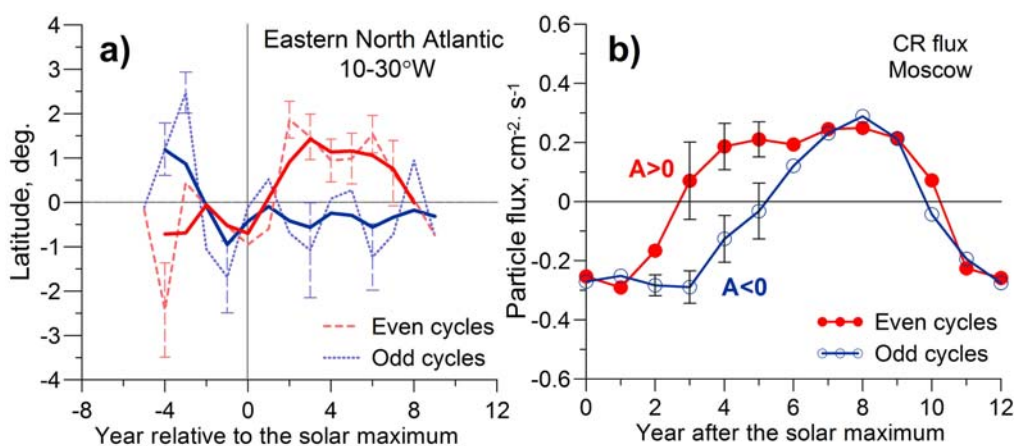


Рис. 4. а) Средние (МНЭ) значения в четных (красная линия) и нечетных (синяя линия) циклах: а) вариаций широты шторм-треков в восточной Северной Атлантике; б) среднегодовых потоков космических лучей в стратосфере (после вычета тренда).

Таким образом, сдвиг траекторий циклонов к северу, указывающий на интенсификацию полярного вихря, наблюдается при повышенной интенсивности ГКЛ как в вековом цикле, так и на спаде четных циклов. Возможный механизм интенсификации вихря включает изменения радиационно-теплового баланса средней полярной атмосферы в связи с уменьшением содержания озона, поскольку рост скорости ионизации способствует более интенсивному образованию окислов азота и водорода, разрушающих озон. Уменьшение содержания озона, действующего как парниковый газ в условиях полярной ночи, способствует охлаждению полярной стратосферы, увеличению градиентов температуры между высокими и средними широтами и усилению полярного вихря.

Полученные результаты свидетельствуют о влиянии солнечной активности и связанных с ней вариаций ГКЛ на интенсивность полярного вихря и перемещение внетропических циклонов в Северной Атлантике.

Литература

1. Веретененко С.В., Дмитриев П.Б., Дергачев В.А. / Труды Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2022» (3-7 октября 2022 г., ГАО РАН), СПб: ГАО РАН, 2022, С.37-40.
2. Climatic Research Unit, <https://crudata.uea.ac.uk/cru/data/pressure>
3. NOAA PSL, <https://psl.noaa.gov/data/gridded/data.ncep.reanalysis2.surface.html>
4. Серебрянников М.Г., Первозванский А.А. Выявление скрытых периодичностей. – М.: Наука, 1965.
5. Hurrell J.W. // Science, 1995, **269**, 676-679.
6. Stozhkov Y.I. et al. // Adv. Space Res., 2009, **44**, 1124-1137.

ШИРОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ 22-ЛЕТНЕЙ ВАРИАЦИИ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

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

¹*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

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

LATITUDINAL DEPENDENCE OF THE 22-YEAR VARIATION OF THE WEAK MAGNETIC FIELDS

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

¹*St. Petersburg Filial IZMIRAN, St. Petersburg, Russia*

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-47-50>

Variations of the weak magnetic fields of the photosphere with periods of the order of the solar magnetic cycle were investigated. Synoptic maps of the photospheric magnetic field produced by NSO Kitt Peak for the period 1978–2016 were used as initial data. In order to study weak magnetic fields, the saturation threshold for synoptic maps was set at 5 G. On the base of transformed synoptic maps the time-latitude diagram was built. 18 profiles of the magnetic field evenly distributed along the sine of latitude from the north to the south pole were selected in the diagram for the further analysis. High latitude fields are known to change with the Hale magnetic cycle (period ~ 22 years). Unexpected was the presence of the 22-year variation in weak magnetic fields at lower latitudes. We show that at all latitudes with the exception of ~ 26° and ~ 33° in the N-hemisphere and ~ 26° in the S-hemisphere, weak magnetic fields cyclically change on average with a period of 22.3 years. For high latitudes, the magnetic fields of the two hemispheres vary approximately in antiphase. In contrast, equatorial latitudes are in phase with high latitude fields of the N-hemisphere and in antiphase with the S-hemisphere. The phase of the 22-year variation changes gradually with the latitude, yet sharp phase changes occur when the 22-year variation fails (latitude ~ 26°). A 22-year variation before and after a period of disappearance develops in antiphase. The amplitude of variation decreases from poles to latitudes about 40° and changes little with a further decrease in latitude down to the equator.

Магнитное поле Солнца, определяющее все многообразие солнечных явлений, является основой для построения модели солнечного цикла [1]. Магнитные поля следуют 22-летнему циклу, который представляет собой закон изменения полярности (закон Хейла) и проявляется в смене знака полярного поля около максимума солнечной активности и в смене знака ведущего и ведомого пятен в минимуме. Целью работы является изучение 22-летней вариации слабых магнитных полей для разных широт.

В качестве исходных данных были использованы синоптические карты фотосферного магнитного поля почти за четыре солнечных цикла (NSO Kitt Peak, 1978–2016 гг.). Синоптические карты, усредненные по долготе с учетом знака магнитного поля, были использованы при построении диаграммы широта–время. Чтобы подчеркнуть вклад слабых магнитных по-

лей, на каждой синоптической карте были оставлены без изменения только пиксели с полями меньше 5 Гс, а поля большие 5 Гс или меньшие -5 Гс заменялись предельными значениями $+5$ Гс или -5 Гс. Преобразованные таким образом карты использовались для построения диаграммы широта-время.

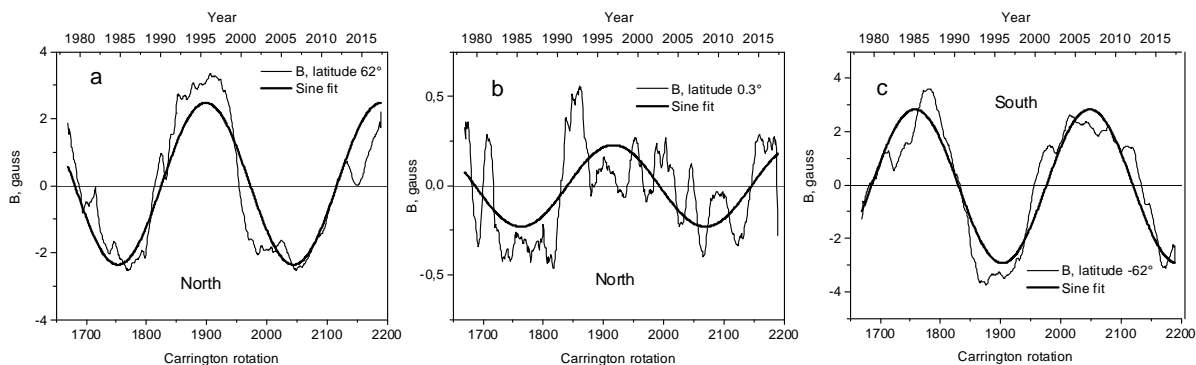


Рис. 1. Аппроксимация долгопериодической вариации магнитного поля синусоидальной функцией: тонкие линии – скользящее сглаживание значений поля по 21 обороту; жирные линии – аппроксимация синусоидальной функцией.

Дипольный характер высокоширотного поля: магнитные поля высоких широт (а) в N-полушарии $+62^\circ$ и (с) в S-полушарии -62° находятся в противофазе. На приэкваториальных широтах становится заметна доминирующая роль N-полушария: экваториальные поля (b) находятся в фазе с полями N-полушария высоких широт (а) и в противофазе с полями высоких широт S-полушария (с).

Наша статья является продолжением работы [2], в которой были исследованы вариации слабых магнитных полей фотосферы за период с 1978 по 2016 гг. Рассмотрено 18 временных профилей магнитного поля для набора широт от $+62^\circ$ до -62° . В ряде работ [3–5] показано присутствие в магнитном поле вариаций с периодами от 0.8 до 2 лет. Чтобы подчеркнуть долгопериодические изменения магнитного поля, было проведено скользящее сглаживание по 21 обороту. Благодаря сглаживанию мы значительно ослабили вклад вариаций с периодом 2 года и меньше. Для выделения долговременных вариаций магнитного поля сглаженные временные зависимости аппроксимировались синусоидальной функцией. Аппроксимация позволила установить, что основным периодом вариаций магнитного поля на различных широтах является магнитный цикл Солнца. Величина этого периода почти не меняется для разных широт и равна в среднем 22.3 года (рис. 3а,б, жирная линия), т.е. типичной продолжительности магнитного цикла Солнца (цикла Хейла).

В данной работе мы подробно рассмотрели изменение фазы 22-летней вариации. Поскольку северный и южный полюсы Солнца имеют противоположные знаки магнитного поля, то следовало ожидать, что 22-летняя вариация для севера и юга находятся в противофазе. На высоких широтах, которые мы рассматриваем ($+62^\circ$ и -62°), можно видеть эту закономер-

ность. На рис. 1 представлено изменение магнитного поля для широты $+62^\circ$ северного полушария (рис. 1a) и для широты -62° южного полушария (рис. 1c), а также для приэкваториальной широты $+0.3^\circ$ (рис. 1b). Видно, что 22-летние вариации для высоких широт северного и южного полушарий находятся в противофазе. Можно ожидать, что при переходе от северного полюса к южному будет происходить монотонное смещение фазы. Однако, как показывает рис. 1b, на экваторе вариация находится в фазе с высокой широтой северного полушария (рис. 1a) и в противофазе с высокой широтой южного полушария (рис. 1c).

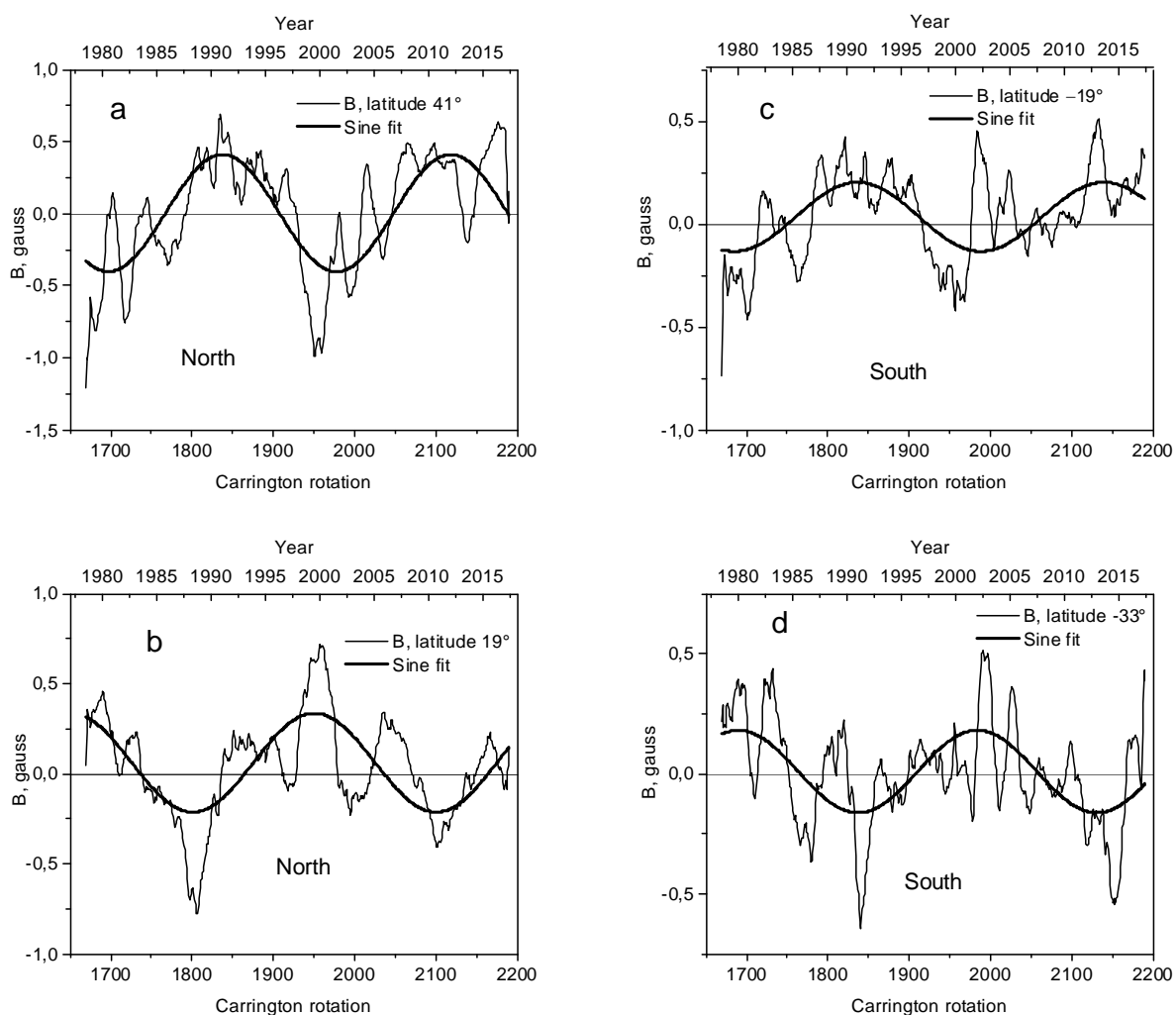


Рис. 2. Резкое изменение фазы 22-летней вариации. Долгопериодическая вариация отсутствует на широтах 26° и 33° N-полушария и на широте 26° S-полушария (сбой вариации). Рисунки показывают, что 22-летняя вариация на широтах выше и ниже сбоя находятся в противофазе.

Как было показано в [2], для большинства широт аппроксимация была выполнена успешно и показала существование 22-летней вариации, за исключением широт 33° и 26° в северном полушарии и 26° в южном полушарии. Для широты 33° северного полушария определить период вариации

не удалось. Широта 26° характеризуется преобладанием короткопериодных вариаций по сравнению с долгопериодическими вариациями, присутствующими на остальных широтах. Мы сравнили фазу 22-летней вариации до и после сбоя долгопериодической вариации (рис. 2), соответственно широты 41° (a) и 19° (b) в северном полушарии и -19° (c) и -33° (d) в южном полушарии. Эти рисунки показывают, что 22-летняя вариация развивается в противофазе до и после сбоя.

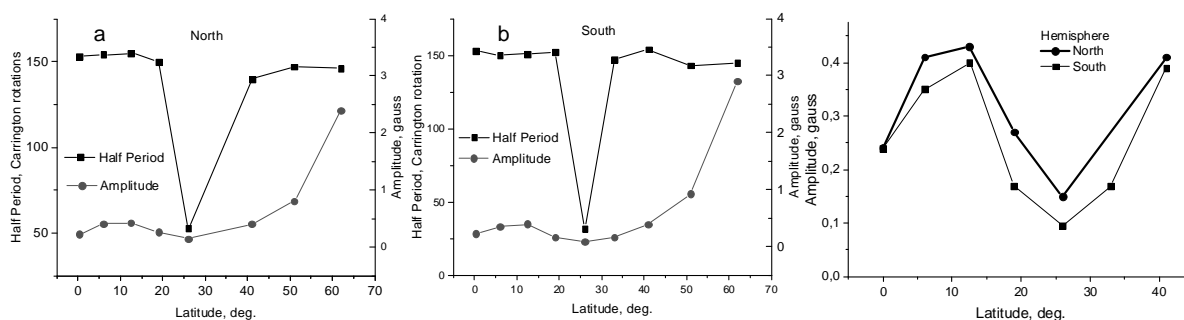


Рис. 3. Параметры вариации магнитного поля: (a) северное полушарие; (b) южное полушарие. Амплитуда вариации – тонкая линия, полупериод – жирная линия. Резкий спад величины периода происходит на широтах $+26^\circ$ и -26° . (c) Амплитуда вариаций в зоне пятнообразования для интервала широт от $+40^\circ$ до -40° . Амплитуда вариации северного полушария – жирная линия, южного полушария – тонкая линия.

Амплитуда вариаций уменьшается от полюсов до широт порядка 40° [2] и мало меняется при дальнейшем уменьшении широты вплоть до экватора (рис. 3a,b – тонкая линия). Если увеличить масштаб для интервала широт от $+40^\circ$ до -40° , можно видеть закономерное изменение амплитуды вариаций с сильной корреляцией двух полушарий (рис. 3c). Амплитуда достигает максимума на широтах 12.5° и 40° и минимума на широте 26° . Полученные результаты свидетельствуют об особенностях изменения фазы 22-летней вариации для разных широт. Неожиданным результатом является то, что экваториальные широты находятся в фазе с северным полюсом и в противофазе с южным полюсом. На широте 26° , после сбоя 22-летней вариации, наблюдается изменение фазы: до и после сбоя 22-летняя вариация развивается в противофазе.

Литература

1. Charbonneau P. // Liv. Rev. Solar Phys., 2020, 17, 4.
2. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Geomagn. Aeron., 2023, 63, No. 7, 104.
3. Vecchio A., Laurenza M., Meduri D., et al. // ApJ, 2012, 749, 27.
4. Ulrich R.K., Tham Tran // ApJ, 2013, 768:189.
5. Vernova E.S.; Tyasto M.I.; Baranov D.G. // Solar Physics, 2023, 298:69.

ДОЛГОСРОЧНЫЙ ПРОГНОЗ ЭЛЬ-НИНЬО С УЧЕТОМ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Князева И.С.

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

LONG-TERM FORECAST OF EL NIÑO TAKING INTO ACCOUNT VARIATIONS IN SOLAR ACTIVITY

Volobuev D.M., Makarenko N.G., Knyazeva I.S.

Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-51-54>

The El Niño phenomenon, as a consequence of changes in the ocean circulation regime, has a significant impact on the global climate and related economic activities. According to our hypothesis, in addition to internal climatic factors, the ocean circulation regime can be controlled by small changes in the total solar irradiance (TSI) occurring in the 11-year cycle of solar activity. In that case, a positive feedback with an amplification factor of about 10 is possible in the near-equatorial regions. In this paper, we forecast monthly averages of the El Niño Nino3.4 index both without and with TSI variability. For the prediction, we train a deep learning recurrent neural network (LSTM) on the Nino3,4 only and with adding TSI as an additional predictor. As a result, we find that training error of Nino3,4 decreases when TSI is added as a predictor. Our result emphasizes the promising potential of using TSI as one of the predictors in the construction of state-of-the-art nonlinear predictive models of global climate.

Введение

Явление Эль-Ниньо, связанное с изменениями режима атмосферной и водной циркуляции в Тихом океане – одно из основных глобальных нелинейных колебаний, оказывающее воздействие на всю климатическую систему Земли. Общеизвестно, что эволюция Эль-Ниньо объясняется нелинейными автоколебаниями. В первом приближении такие колебания могут быть описаны системой обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка [1]. Такое описание, однако, не полно, и не обобщается до предсказания. Следующим шагом является добавление в правую часть вынуждающей силы, которой может являться инсоляция, при наличии механизмов усиления [2]. Ранее, в рамках этого подхода мы находили статистическое подтверждение гипотезы о наличии управляющего воздействия на индекс Эль-Ниньо (Nino3,4) со стороны полного потока излучения Солнца (TSI) методом условных дисперсий [3]. Это позволяет надеяться на возможность прогнозирования индексов Nino3,4 и TSI, как связанных переменных сложной динамической системы. В рамках этого подхода, в данной работе мы пытаемся ответить на вопрос: можно ли улучшить прогноз индекса Nino3,4, используя индекс TSI как дополнительный предиктор ре-

ализованный рекуррентной нейронной сети типа «долговременная краткосрочная память» (LSTM) и глубоким обучением.

Исходные данные

Мы использовали следующие среднемесячные временные ряды (см. рис. 1) эмпирический климатический индекс Nino3.4 [4] и 2) климатическую реконструкцию TSI [5]. Индекс Nino 3.4 основан на данных о температуре поверхностных вод в экваториальной зоне Тихого океана (5°N – 5°S , 120°W – 170°W) и отражает вариации локального климата в океане, в частности, явление Эль-Ниньо. Реконструкция TSI Naval Research Laboratory (NRLTSI2) была получена путем продолжения в прошлое данных космических наблюдений с использованием модельной оценки TSI по солнечным пятнам и факелам [6].

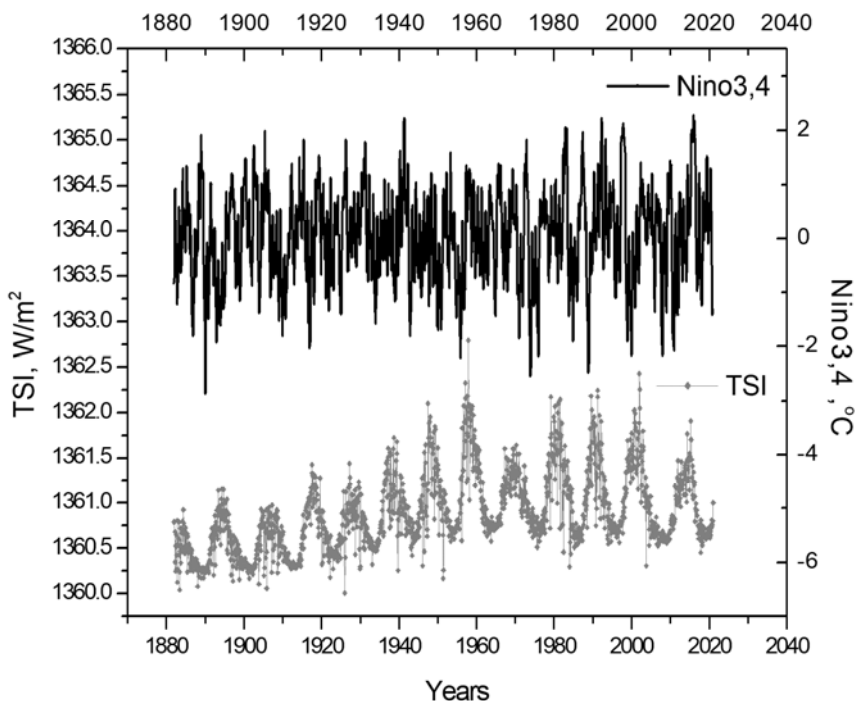


Рис. 1. Временные ряды индексов TSI и Эль-Ниньо.

Методика

В 1997 г. Зепп Хохрайтер и Юрген Шмидхубер предложили модификацию рекуррентных нейронных сетей, которая могла запоминать контекст [7]. Так появились сети LSTM (Long Short-Term Memory) – разработанные специально для работы с временными последовательностями, которые обладают способностью моделировать долгосрочные зависимости в данных [8]. В LSTM есть специальное клеточное состояние (Cell state), которое проходит через всю сеть и может сохранять информацию на протяжении многих временных шагов. Это клеточное состояние обновляется и моди-

фицируется в зависимости от входных данных и внутренних обратных связей. Для этого в LSTM используются механизмы «ворот», такие как ворота забывания (forget gate), ворота обновления (update gate) и ворота вывода (output gate), чтобы решать, какая информация должна быть сохранена в клеточном состоянии и передана на следующий временной шаг. Эти ворота позволяют сети сохранять важные информационные аспекты и забывать ненужные. Поэтому LSTM может поддерживать длинные цепи временных шагов, учитывая таким образом информацию с прошлых временных шагов, при прогнозировании будущих значений. Это делает LSTM подходящим инструментом для моделирования долгосрочных зависимостей [8].

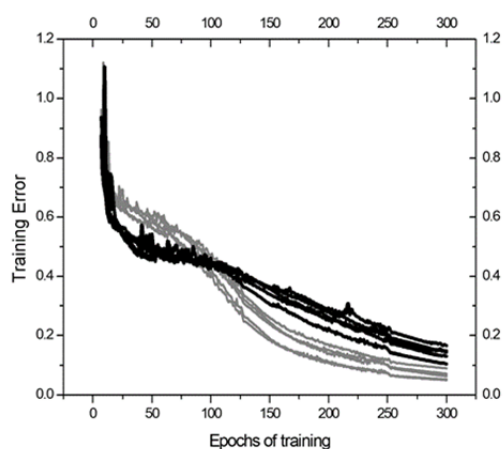


Рис. 2. Изменение ошибки в процессе обучение сети LSTM для прогноза индекса Nino3,4. Черные кривые – на основе только Nino3,4; Серые кривые – совместное обучение Nino3,4 и TSI.

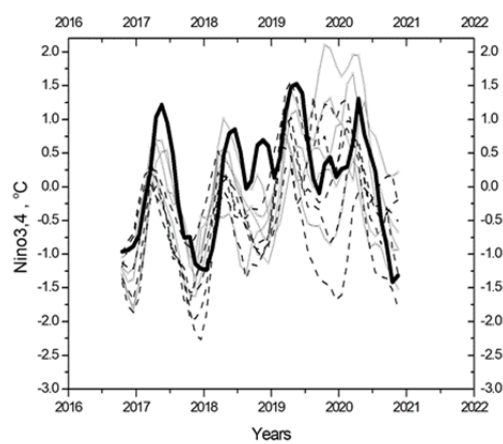


Рис. 3. Тестовый прогноз Nino3,4 для обучения нейронной сети LSTM на интервале до середины 2016 года. Пунктир – при обучении использовались только данные Nino3,4. Серые кривые – при обучении использовались данные как Nino3,4, так и TSI. Жирной черной кривой показаны истинные значения Nino3,4.

С небольшими модификациями архитектура LSTM была применена для прогнозирования числа пятен на Солнце [9] и для предсказания различных индексов поверхностной температуры моря, включая индекс Эль-Ниньо [10]. Эти сети оказались лучшими и при прогнозировании потока солнечного излучения [11]. В данной работе мы обучали сеть LSTM в среде MatLab R2021b; сеть имела 256 скрытых слоев и начальную скорость обучения 0.01. Обучение производилось как на индексе Nino3,4 так и на паре индексов Nino3,4 и TSI (рис. 1).

Результаты

Минимизация ошибки при обучении сети, начиналась со случайных начальных весов, и приводило каждый раз к различным результатам как

при обучении (рис. 2), так и при прогнозе (рис. 3). Тем не менее, обучение всегда происходит быстрее и лучше (относительно ошибки), если используются оба предиктора, а не только сам индекс Nino3,4 (рис. 2). Качество прогнозов на 4-х летнем тестовом интервале (рис. 3) для этих двух случаев статистически не различимо, коэффициент корреляции между истинными и прогнозируемыми значениями меняется в диапазоне (0.5–0.9), со средним 0.7. Это превосходит современный уровень точности прогнозов Эль-Ниньо, где коэффициент корреляции падает ниже 0.5 при прогнозировании далее чем на год [12]. Поскольку истинные значения в этом варианте не использовались для дообучения сети, точность прогноза падает с ростом его длительности. В первые два года прогноз в среднем визуально несколько улучшается при использовании TSI (рис. 3).

Литература

1. *Jin, F.F.* An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: Conceptual model // *Journal of the atmospheric sciences*, 1997, 54(7), pp.811-829.
2. *White W.B., Liu Z.* Non-linear alignment of El Nino to the 11-yr solar cycle // *Geophysical Research Letters*. 2008. Т. 35. №. 19.
3. *Skakun, A.A. and Volobuev, D.M.* Causal Relationships between Climate Indices and the Solar Constant over the Lst 100 Years // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2022, 62(8), pp.1123-1127.
4. NINO 3.4 NOAA https://psl.noaa.gov/gcos_wgsp/Timeseries/Data/nino34.long.data
5. TSI http://lasp.colorado.edu/lisird/data/nrl2_tsi_P1M/
6. *Coddington O. et al.* A solar irradiance climate data record // *Bulletin of the American Meteorological Society*. 2016. Т. 97. №. 7. С. 1265-1282.
7. *Hochreiter, S., and J. Schmidhuber.* Long short-term memory // *Neural computation*, 1997, Vol. 9, Number 8, pp.1735–1780.
8. *Staudemeyer, R.C., & Morris, E.R.* Understanding LSTM – a tutorial into Long Short-Term Memory Recurrent Neural Networks, 2019 (arXiv:1909.09586). arXiv. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1909.09586>
9. *Lee, T.* EMD and LSTM Hybrid Deep Learning Model for Predicting Sunspot Number Time Series with a Cyclic Pattern // *Solar Physics*, 2020, 295(6), 82.
10. *Xiaoqun, C., Yanan, G., Bainian, L., et al.* ENSO prediction based on Long Short-Term Memory (LSTM). *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2020, 799(1), 012035.
11. *Wentz, V.H., Maciel, J.N., Gimenez Ledesma, J.J., & Ando Junior, O.H.* Solar Irradiance Forecasting to Short-Term PV Power: Accuracy Comparison of ANN and LSTM Models // *Energies*, 2022, 15(7), Article 7. <https://doi.org/10.3390/en15072457>
12. *Kim, J., Kwon, M., Kim, S.D., et al.* Spatiotemporal neural network with attention mechanism for El Niño forecasts // *Scientific Reports*, 2022, 12(1), p.7204.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ 12673, СВЯЗАННЫЕ СО ВСПЫШКАМИ 6 СЕНТЯБРЯ 2017 г.

Головко А.А.

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

PECULIARITIES OF VELOCITY FIELD OF THE ACTIVE REGION No.12673, RELATED TO FLARES OF 6 SEPTEMBER, 2017

Golovko A.A.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-55-58>

The peculiarities of the structure and dynamics of the radial velocity in the active region No 12573 by NOAA, related to mighty flares, include the set of closely related in space and time processes. They are correlated with magnetic field changes, in particular, change of pulsations regime after the flare X9.3.

Наблюдения активной области (АО) № 12673, давшей с 6 по 10 сентября 2017 г. самые мощные солнечные вспышки 24-го солнечного цикла, предоставили много полезной информации. В работе [1] проанализирован большой объем данных, полученных с помощью магнитографов SOT Hinode [2] и HMI SDO [3]. Выявлены особенности структуры и динамики магнитного поля в АО 12673, связанные со вспышками. Они включают совокупность тесно коррелированных в пространстве и времени процессов: формирование участков с увеличенной перемежаемостью магнитного поля и скорости, расширяющихся во время вспышек; ступенчатое быстрое падение беззнакового магнитного потока со скоростью до 4×10^{18} Мкс/с во время мощной вспышки, смену режима пульсаций максимальной магнитной индукции и возникновение пульсаций с квазипериодом 4 мин после вспышки X9.3, произошедшей 6 сентября 2017 г.

Вместе с тем, важно проанализировать структуру и динамику поля скоростей по записям Hinode и SDO, содержащих информацию о движениях плазмы как перед мощными вспышками, так и в течение этих событий. На рис. 1 приведены магнитограммы продольного поля Hinode и SDO данной АО на 6:00 UT 6 сентября 2017 г., а также карты лучевых скоростей для того же момента времени. Пространственное разрешение SOT Hinode составляло 0,14", а HMI SDO 0,5". Как в магнитном поле, так и в поле скоростей выявлены центры активности **A** и **B**, в которых видны максимально быстрые изменения. При просмотре фильмов, составленных из карт скоростей, видно, что в этих центрах наблюдаются мощные турбулентные движения. В период 5–6 сентября центр активности **A** появился ранее центра **B** и расширялся в размерах, в то же время развивались связывающие их протяженные арочные структуры.

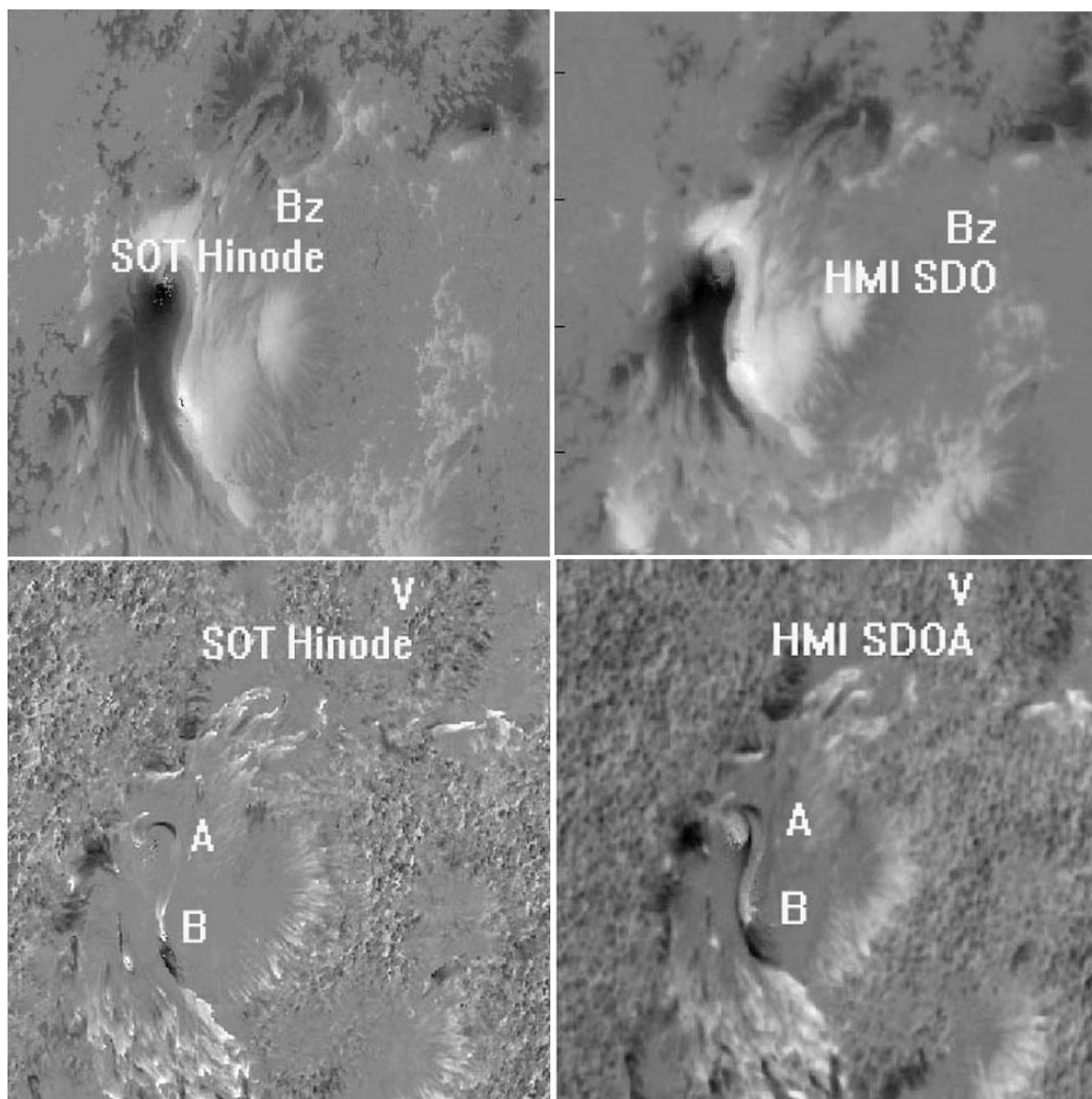


Рис. 1. Магнитограммы АО 12673, полученные с помощью SOT Hinode и HMI SDO (верхний ряд) и карты лучевых доплеровских скоростей для тех же участков на 6:00 UT 6 сентября 2017 г.

При анализе карт лучевых скоростей следует учитывать, что в величину регистрируемой скорости входит скорость движения космической станции на орбите относительно Солнца. Это иллюстрируется на рис. 2 (верхняя левая часть) синусоидальным трендом значения средней по АО скорости. Вычитание данного тренда, а также скорости вращения Солнца для участка АО дает распределение скорости, свободное от этих составляющих (рис. 2, правая часть)

Кроме самих распределений скорости, мы рассчитали мультифрактальные сегментированные изображения микроканоническим методом мультифрактального анализа [4, 5]. На рис. 2 видно, что в центрах активности **A** и **B** имеются выявленные области перемежаемости, которые показаны в форме светлых участков на сегментированном изображении. Картина на

моменты 01:00 и 06:00 UT 6 сентября 2017 г. существенно различается, отражая интенсивный выход новых магнитных потоков в это время [1].

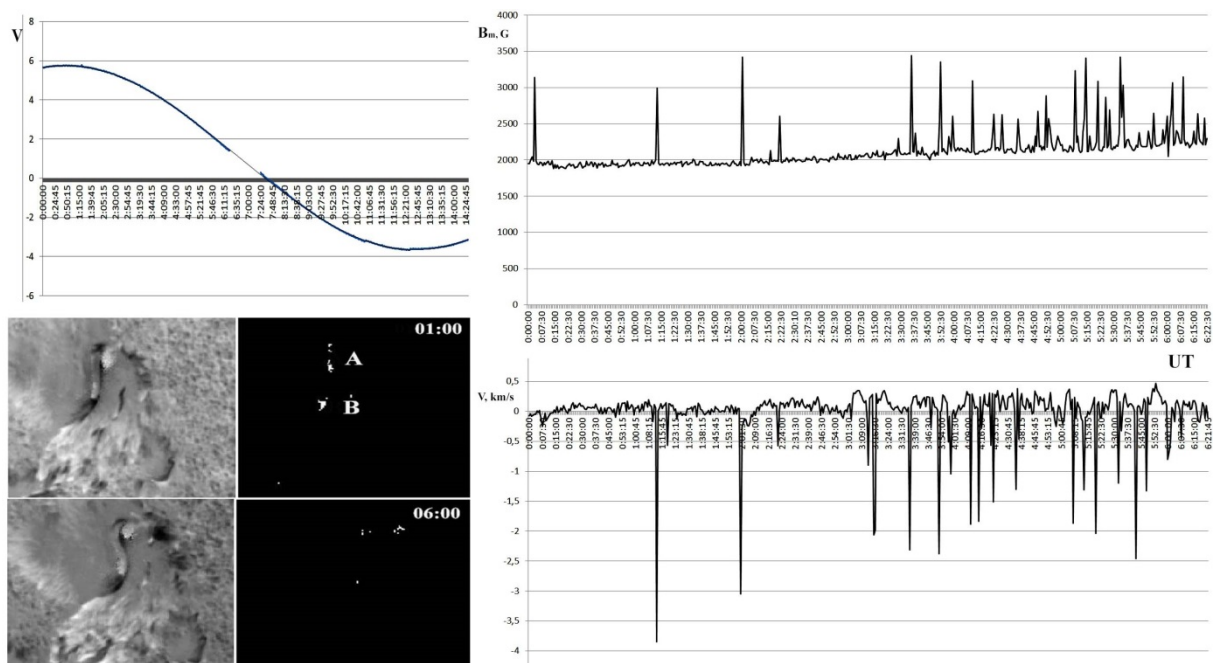


Рис. 2. Кривая средней по АО доплеровской скорости, аппроксимированная кривой синусоидального тренда (верхняя левая часть). Карты лучевой скорости и соответствующие мультифрактальные сегментированные изображения (нижняя левая часть) Кривые хода максимальной магнитной индукции B_m и максимальной скорости опускания газа V в ареале АО для интервала 0–6 час UT (правая часть).

Серии записей поля скоростей HMI SDO в быстрой моде получены с интервалом 45 с, что дало возможность проследить быстрые процессы. На рис. 3 приведены кривые изменения со временем максимальной по ареалу АО скорости опускания плазмы V и максимальной магнитной индукции по лучу зрения B_z . Видно изменение режима пульсаций после мощной вспышки, от отдельных всплесков (рис. 2) к сложной нерегулярной картине и затем к 4-минутным квазипериодическим пульсациям, которые более отчетливо выражены в скоростях, чем в магнитном поле (рис. 3). Одноминутные всплески (рис. 2) в магнитном поле и скорости в половине случаев совпадают по времени и могут быть связаны с процессом выхода новых магнитных потоков [1]. Как показывает анализ, они располагаются в участках максимальной магнитной индукции и максимальной лучевой скорости в центрах активности **A** и **B**. В этих же участках происходят 4-минутные пульсации.

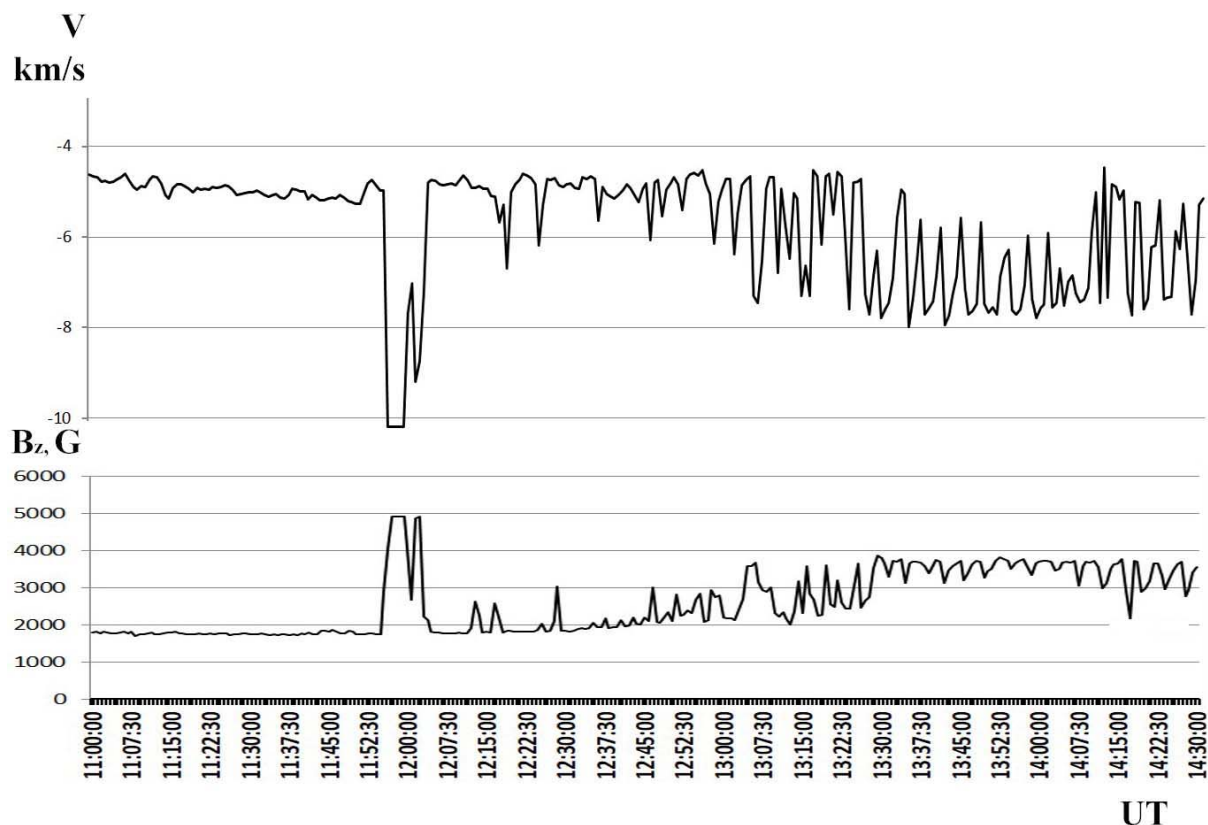


Рис. 3. Временные реализации максимальной скорости опускания V и максимальной индукции магнитного поля положительной полярности.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России (проект № 0278-2021-0008).

Литература

1. *Golovko A.A., Salakhutdinova I.I.* // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2023. **63** (in press)
2. *Kosugi T., et al.* // *Solar Physics*. 2007. **243**, 3.
3. *Pesnell W.D., et al.* // *Solar Physics*. 2012. **275**, 3.
4. *Levy-Vehel J., Vojak R.* // *Adv. Appl. Math.* 1998. V. 20. N 1,1.
5. *Князева И.С., Макаренко Н.Г, Лившиц М.А.* // *Астрон. журн.* 2011. **88**, №11, 503.
6. *Golovko A.A., Salakhutdinova I.I.* // *JASTP*. 2018. **179**, 120.

**ЯРКОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЭЛЕКТРОННЫЕ
КОНЦЕНТРАЦИИ САНТИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ОТДЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ ПО ДАННЫМ
НАБЛЮДЕНИЙ МАКСИМАЛЬНОЙ ФАЗЫ
СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29.03.2006 г.**

Голубчина О.А.

Санкт-Петербургский Филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

**BRIGHTNESS TEMPERATURES AND ELECTRON
CONCENTRATIONS OF CENTIMETER RADIATION
OF INDIVIDUAL REGIONS ON THE SUN ACCORDING
TO OBSERVATIONS OF THE MAXIMUM PHASE
OF THE SOLAR ECLIPSE ON 03/29/2006**

Golubchina O.A.

SPbF SAO RAS, Saint Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-59-62>

The observation of the solar eclipse of 29.03.2006 was carried out in the centimeter wavelength range on the RATAN-600 radio telescope. When processing the observations, modeling of the Sun's radio emission was used. The paper presents the obtained results of the brightness temperature, the distribution of the electron concentration of the centimeter radio emission of the Sun in the open part of the polar coronal region of the Sun during the observation of the maximum phase of the solar eclipse, the results of the observation of the open crescent of the western limb of the Sun, the high-latitude prominence of the polar region of the Sun and the possible lower limit of the formation of the solar wind during this observation period.

Наблюдения максимальной фазы ($\Phi = 0.998$) солнечного затмения выполнены на северо-восточном секторе РАТАН-600, на облучателе № 1 в режиме «эстафеты» [1] в сантиметровом диапазоне длин волн (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13, 30.7) см. Центр диаграммы направленности антенны был смещен по высоте относительно центра оптического диска Солнца на + 15 угл. мин. к северному полюсу Солнца [2]. Открытым оставался узкий серп западного лимба Солнца, что составляло 0.2% от площади оптического диска Солнца. Для определения яркостных температур радиоизлучения северной полярной корональной области Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13, 30,7) см в период максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г. (РАТАН-600) на расстояниях от 1 R_s до 2 R_s от центра оптического диска Солнца создавались полуэмпирические модели Солнца (Луны). Яркостные температуры модельных колец Солнца (Луны) задавались либо согласно литературным данным [3, 4], либо подгоняя их методом проб и ошибок, либо используя расчётный метод для за-

данных длин волн наблюдения [5]. Рисунок 1 демонстрирует резкое падение яркостных температур радиоизлучения северной полярной области Солнца на волнах (13 и 30.7 см) при прохождении Солнца и Луны через диаграмму направленности радиотелескопа РАТАН-600. Резкое падение яркостных температур на $\lambda = 13$ и 30.7 см связано с присутствием и влиянием северной полярной корональной дыры.

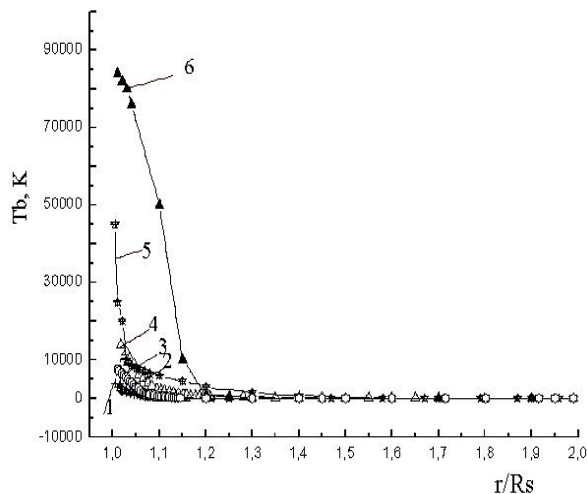


Рис. 1. Распределение яркостных температур радиоизлучения северной полярной области Солнца.

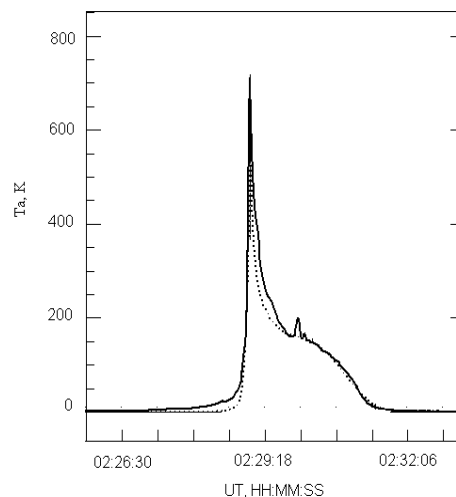


Рис. 2. Распределения антенной температуры модели (точки) и реальная запись радиоизлучения Солнца.

Уравнение антенного сглаживания связывает измеренную температуру антенны $T_a(\varphi)$ наблюдаемого источника с его яркостной температурой $T_b(\varphi)$. Антенные температуры вычислялись с использованием уравнений антенного сглаживания вертикальной и горизонтальной ДНА и с учётом переоблучения антенны при наблюдении методом «эстафеты» [2, 5]. Степень совпадения моделированного распределения антенной температуры (точки) с реальной записью радиоизлучения Солнца (рис. 2) во время наблюдения максимальной фазы солнечного затмения является оценкой качества модели. Максимальная яркостная температура (T_b) радиоизлучения западной открытой части Солнца на момент максимальной фазы ($\Phi = 0.998$) солнечного затмения 29.03.2006 г. (РАТАН-600) на сантиметровых длинах волн наблюдений приведена в таблице. Здесь: λ – длина волны наблюдения, r/R_s – расстояние максимума сигнала открытой части западного лимба Солнца от центра оптического диска Солнца в радиусах Солнца, T_b – максимальная яркостная температура радиоизлучения открытой части западного лимба Солнца. S – усреднённые значения яркостных температур спокойного Солнца, полученные на близких сантиметровых длинах волн по более ранним наблюдениям на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 [6]. Усреднённые величины яркостных температур (T_b) для спокойного Солнца, полученные ранее на БПР и РАТАН-600 в штатном

режиме наблюдений (S), близки к результатам Tb измерений открытой части западного лимба Солнца, полученных из наблюдений радиоизлучения Солнца на близких длинах волн (1: λ , см) во время максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г.

Таблица.

(1): λ , см	6.2	13.0	30.7	(S): λ , см	6.0	15	31.6
Tb x 10 ⁴ , К	2.0	4.5	8.4	Tb x 10 ⁴ , К	2.47	6.3	17.4
r/Rs	1.005	1.005	1.01				

Характеристики сантиметрового радиоизлучения высокоширотного протуберанца определены по данным наблюдений солнечного затмения на $\lambda = 1.03, 1.38, 2.7$ см. Радиоизлучение открытой части Солнца определялось вычитанием радиоизлучения Луны (28.03.2006) из суммарного радиоизлучения Солнца и Луны во время максимальной фазы затмения. На рисунке 3 приведены спектры потоков (F, Jy) радиоизлучения протуберанца по данным наблюдений на Южном (•) и Северо-восточном (o) секторах РАТАН-600 [7]. Вид спектра указывает на тепловой механизм излучения. Малая величина потока на $\lambda = 1.03$ см (рис. 3), вероятно, обусловлена выносом волновода из фокуса антенны.

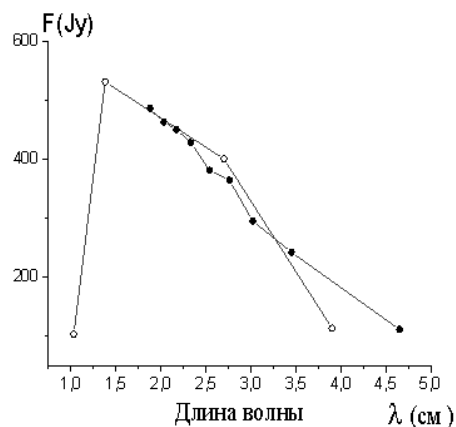


Рис. 3. Спектры потоков (F, Jy) радиоизлучения протуберанца по данным наблюдений на Южном (•) и Северо-восточном (o) секторах РАТАН-600 [7].

С учётом вертикальной ДНА, были получены потоки радиоизлучения Луны для наблюдений на радиоволнах: (1.03, 1.38, 2.7) см и зависимость площади под кривой записи радиоизлучения Луны от принимаемого потока. Используя эту зависимость для протуберанца, по формуле (1) были определены потоки (рис. 3) радиоизлучения от протуберанца:

$$F_p = (S_p \times F_m) / S_m, \quad (1)$$

F_p – поток радиоизлучения протуберанца, S_p – площадь под кривой записи радиоизлучения протуберанца, F_m – поток радиоизлучения Луны, S_m – площадь под кривой радиоизлучения Луны.

Распределение Ne от ближайших точек к лимбу Солнца до 2 Rs (рис. 5) по данным измерений на волнах 1.03 см и 1.38 см близко к распределениям, полученным в белом свете в эпоху минимума солнечной активности [8]. Солнечный ветер – это электромагнитные волны и корпускулярные частицы – потоки высокоэнергичных заряженных частиц, распростра-

няющихся от Солнца. Основными источниками солнечного ветра являются корональные дыры (КД) и корональные выбросы массы. Минимальная яркостная температура ($T_b = 00, \text{K}$) радиоизлучения Солнца на всех радиоволнах наших наблюдений открытой части северной полярной области Солнца зарегистрирована на расстоянии $\sim 1.2 R_s$ ($7.6452 \times 10^5 \text{ км}$) от центра оптического диска Солнца (рис. 1). В рассматриваемый период максимальной фазы солнечного затмения солнечный ветер может быть обусловлен распространением высокоэнергичных частиц открытой части Солнца. Нижняя граница области формирования солнечного ветра на интервале времени наблюдения максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г. на радиотелескопе РАТАН-600 в сантиметровом диапазоне длин волн может быть только вблизи солнечного диска на расстояниях $< 1.2 R_s$.

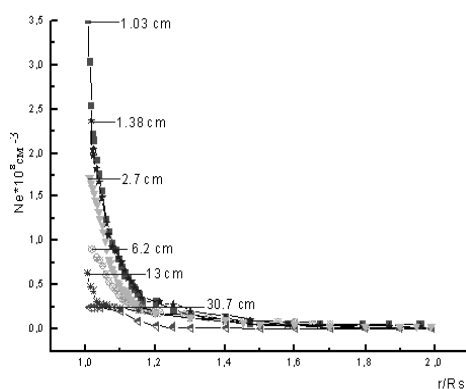


Рис. 4. Распределение электронной концентрации радиоизлучения Солнца (N_e) по измерениям на волнах (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 см).

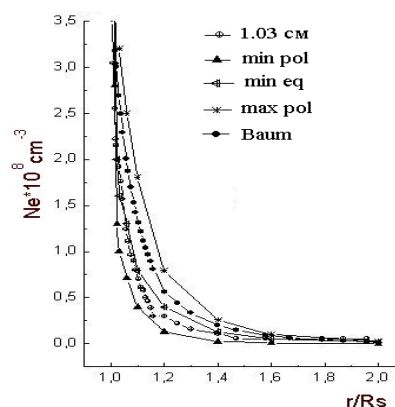


Рис. 5. Распределение электронной концентрации N_e радиоизлучения Солнца на волне 1.03 см и распределение электронной концентрации N_e в атмосфере Солнца с расстоянием от 1 R_s до 2 R_s Солнца от центра оптического диска Солнца. min pol, min eq – данные наблюдений полных солнечных затмений в белом свете для полюса и экватора Солнца в период минимальной солнечной активности, max pol – данные для полюса в период максимума солнечной активности [3,4]; Baum – значения, вычисленные с использованием формулы Баумбаха-Аллена) [8].

Литература

1. Голубчина О.А., Г.С. Голубчин // *Астрофизические исследования (Известия САО)*, 1981, **14**, 125.
2. Голубчина О.А., А.Н. Коржавин, С.Х. Тохчукова // *Astrophys. Bull.*, 2011, **66**, 524.
3. Железняков В.В. *Радиоизлучение Солнца и планет.* – М: Наука, 1964.
4. Соболев В.В. *Курс теоретической астрофизики.* – М: Наука, 1967.
5. Голубчина О.А., А.Н. Коржавин // *Astrophys. Bull.*, 2013, **68**, 232.
6. Borovik V.N., Kurbanov, M.A. Livshits, and B.I. Ryabov // *Sov. Astron.*, 1990, **34**.
7. Голубчина О.А., В.М. Богод, А.Н. Коржавин и др. // *Astrophys. Bull.*, 2008, **63**, 36.
8. Golubchina O.A., A.N. Korzhavin // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2014, Vol. 54, No.8, pp. 039.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ, СВЯЗАННЫХ С МОЩНЫМИ ВСПЫШКАМИ

Гопасюк О.С.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Республика Крым, Россия

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF ACTIVE REGIONS AND FLARE RIBBONS ASSOCIATED WITH LARGE FLARES

Gopasyuk O.S.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-63-66>

We conducted the statistical study of the characteristics of active regions (AR) and ribbons associated with flares of GOES class M5.0 and larger that occurred within 40° from the center meridian between February 2011 and December 2022. These criteria lead to a total of 60 flares, for which we analyze the observational data obtained by the Solar Dynamics Observatory. The magnetic flux reconnection in the flare correlates with the flare GOES 1-8 Å SXR peak flux for both compact and eruptive flares. For the same GOES class flares the mean magnetic flux density in ribbon is higher for confined than for eruptive events. It was found that AR with confined flares demonstrate areas and the unsigned magnetic flux approximately twice as large as the areas and magnetic flux of AR with eruptive flares. At the same time, the fraction of the AR flux involved in reconnection is greater in eruptive flares. The reconnection rate showed a temporal evolution similar to the observed HXR emission.

Солнечные вспышки часто происходят в сочетании с корональными выбросами массы (СМЕ). Считается, что оба явления тесно связаны и являются различными проявлениями одних и тех же физических процессов лежащих в их основе (например, [1]). Вспышки, связанные с СМЕ, обычно называют эруптивными событиями, в то время как вспышки, при которых отсутствуют сопутствующие выбросы корональной плазмы, называются компактными событиями или событиями "без СМЕ" [2]. Солнечные вспышки обладают большим разнообразием морфологических и эволюционных характеристик. Они преимущественно возникают из-за сложных конфигураций магнитного поля и могут свидетельствовать о сложном движении вспышечных лент. Исследования (см., например, [3]), предполагают тенденцию возникновения эруптивных вспышек на больших расстояниях от центров АО. Анализ вспышек класса X [4] показал, что нет очевидной разницы в продолжительности вспышек между эруптивными и неэруптивными событиями, и что неэруптивные события, как правило, имеют большую площадь пятна.

В этой работе мы исследовали различные характеристики активных областей (АО) и вспышечных лент, связанных с двумя типами вспышек:

эруптивными и компактными. Нами были отобраны вспышки *GOES* класса M5 и выше, произошедшие с февраля 2011 г. по декабрь 2022 г. и находившиеся в интервале $\pm 40^\circ$ от центрального меридиана. Этим критериям соответствовало 60 вспышек, из которых 39 были эруптивными, а 21 компактными.

Для определения местоположения и формы вспышечных лент были использованы данные *SDO/AIA* в полосе 1600 Å. Магнитные характеристики вспышечных лент и АО были определены на основании предвспышечных магнитограмм B_n нормальной составляющей поля, полученных на основании данных полного вектора *SDO/HMI*. Для определения местоположения и формы АО использованы маски HARP BitMap.

Благодаря магнитной связи между хромосферными вспышечными лентами и областью коронального пересоединения можно оценить скорость магнитного пересоединения следующим образом (например, [5]):

$$\dot{\phi} = \frac{\partial}{\partial t} \int B_c dA_c = \frac{\partial}{\partial t} \int B_n dA_r,$$

где B_c и dA_c – магнитное поле и площадь пересоединения в короне; B_n – нормальная составляющая фотосферного магнитного поля в области хромосферных вспышечных лент, являющихся основаниями пересоединенных в короне силовых линий магнитного поля; dA_r – площадь вспышечных лент. Суммирование полного нормального потока, охватывающего область вспышечных лент: $\phi_r = \int \dot{\phi} dt = \int B_n dA_r$, дает косвенную, но четко определенную меру количества магнитного потока, пересоединенного в короне во время вспышки.

Таким образом были определены поток магнитного пересоединения во вспышке и скорость его изменения, площадь вспышечных лент и средняя плотность магнитного потока в ленте. Поток магнитного пересоединения (рис. 1a) и площадь лент (рис. 1b) хорошо коррелируют с максимальным значением потока *GOES* SXR (1–8 Å) как для компактных, так и для эруптивных вспышек. Для одного класса *GOES* в компактных вспышках, по сравнению с эруптивными, средняя плотность магнитного потока в лентах выше примерно в два раза (рис. 1c). На вставке указаны коэффициенты корреляции. Прямые обозначают линейную регрессию в log-log шкале для эруптивных (толстая) и компактных (тонкая) вспышек.

Полученная скорость магнитного пересоединения (рис. 2) демонстрирует временную эволюцию аналогичную наблюдаемому HXR излучению – максимумы скорости пересоединения соответствуют пикам в наблюдаемом нетепловом излучении (производной SXR излучения *GOES*) как по величине (рис. 2a), так и по времени возникновения (рис. 2b). В качестве ноль-времени выбрано время начала вспышки по данным *GOES*. На вставке указаны коэффициенты корреляции и наклоны регрессионных прямых (для рис. 2a в log-log шкале) для эруптивных (толстая) и компактных (тонкая) вспышек.

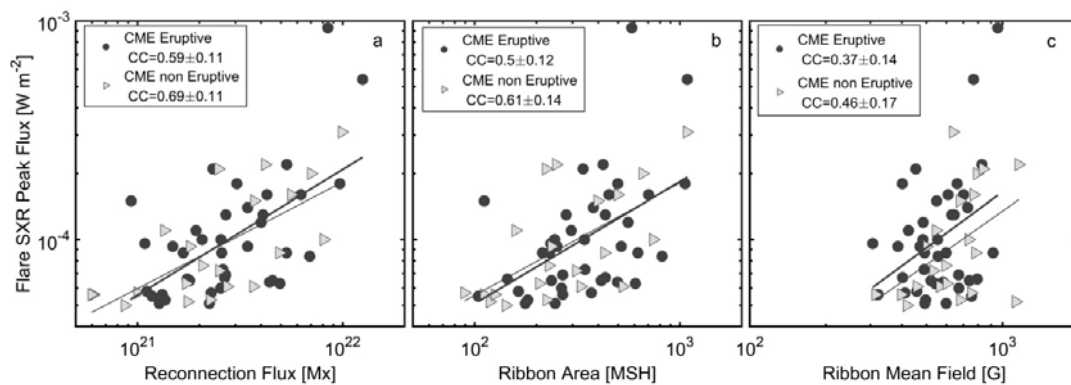


Рис. 1.

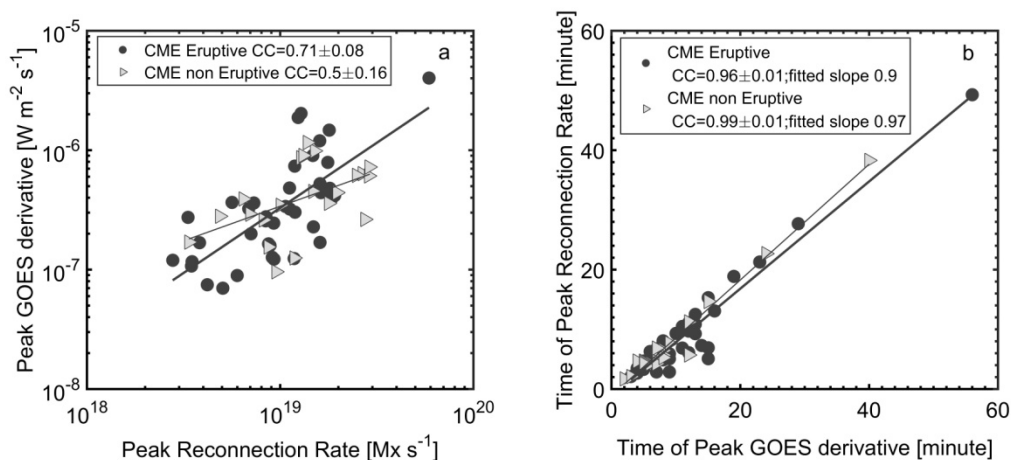


Рис. 2.

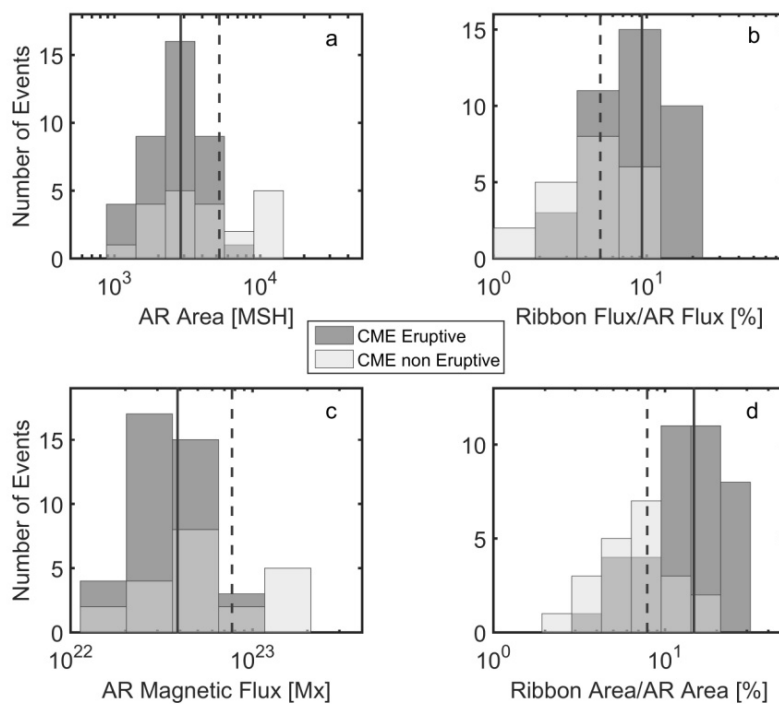


Рис. 3.

Статистически мы получили, что площади и беззнаковый магнитный поток АО с компактными вспышками примерно в два раза превышают площади и магнитный поток АО с эруптивными вспышками (рис. 3ас). В тоже время, доля потока и площади АО, участвующая в пересоединении, больше во вспышках с CME (Рис. 3bd). Вертикальные линии обозначают средние значения в log шкале для эруптивных (сплошные) и компактных (пунктирные) событий.

Мы определили расстояния между центрами противоположных полярностей АО, а также между центром АО и центром вспышки. Эруптивные вспышки происходят преимущественно в АО с компактной конфигурацией полей. Компактные вспышки возникают в АО с более протяженной биполярной конфигурацией полей (рис. 4а).

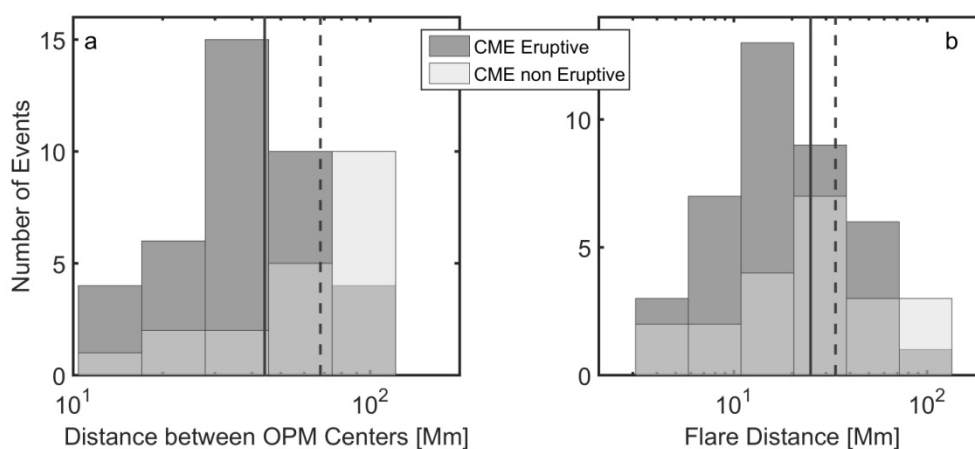


Рис. 4.

Вспышки, как эруптивные, так и компактные происходят на различных расстояниях от центра АО (рис. 4b). Однако можно заметить некоторую тенденцию, что эруптивные вспышки, по сравнению с компактными, возникают ближе к центру АО. Вертикальные линии обозначают средние значения в log шкале для эруптивных (сплошные) и компактных (пунктирные) событий.

Литература

1. Priest, E.R., Forbes, T.G. // *Astronomy Astrophys. Review*, 2002, vol. 10, № 4, p. 313.
2. Svestka, Z. // in *Proc. Solar Maximum Mission Symp., The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. D.F. Neidig (Sunspot, NM: National Solar Observatory), 1986, p. 332.
3. Wang, Y., Zhang, J. // *Astrophys. J.*, 2007, vol. 665, p. 1428.
4. Harra L., Schrijver, C.J., Janvier, M., et al. // *Solar Phys.*, 2016, vol. 291, p. 1761.
5. Forbes T.G., Priest E.R. // *Solar Phys.*, 1984, vol. 94, № 2, p. 315.

ВЛИЯНИЕ ЭКЗОПЛАНЕТ НА ВСПЫШЕЧНУЮ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД

Горбачев М.А.^{1,2}

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

²*Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия*

IMPACT OF EXOPLANETS ON THE FLARE ACTIVITY OF STARS

Gorbachev M.A.^{1,2}

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

²*Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-67-70>

Flares are one of the most prominent indicators of the magnetic activity of stars. In the era of exoplanet research, analyzing the flare activity of host stars is of great interest, as flares can have a significant impact on the possibility of life forming. This article presents research into the possible influence of exoplanets on the flare activity of stars. Using NASA's exoplanet database and observations from the TESS observatory, 1518 stars with exoplanet orbits of up to 30 days were selected. By analyzing the available light curves with a time resolution of 120 seconds, we were able to identify 471 flares on 60 stars. The recorded flares have an energy range from 10^{30} to 10^{36} Erg. In addition, 77 symmetric short-term brightness peaks were detected in 64 stars. This is explained by an asteroids moving across the image of the stars.

The dependence of flare activity on the gravitational potential created by planets near stars and other parameters of the interaction of stars and exoplanets is investigated. Conclusions are drawn about the possible impact of exoplanets on the flare activity of stars.

Звездные вспышки являются наиболее яркими представителями множества различных явлений, обусловленных магнитной активностью звезд. В эпоху исследования экзопланет анализ вспышечной активности звезд-хозяев представляет большой интерес, поскольку вспышки могут оказывать существенное влияние на возможность формирования жизни [1, 2]. При этом особого внимания заслуживает изучение возможного влияния экзопланет на вспышечную активность звезд.

Благодаря развитию современных технологий и реализации таких проектов, как Kepler [3] и TESS [4], мировое научное сообщество получает доступ к беспрецедентно длительным рядам непрерывных наблюдений с высоким временным разрешением для большого числа объектов. С учетом объема накопленных данных с момента запуска в 2018 году обсерватории TESS, становится возможным статистически рассмотреть вероятность влияния экзопланет на вспышечную активность звезд-хозяев.

Выборка объектов основывалась на базе данных NASA [5] по экзопланетам, как наиболее полном источнике данных такого рода. Отбирались звезды только с подтверждёнными экзопланетами, у которых период

обращения не превышал 30 суток. Подходящие кандидаты были проверены на наличие доступных кривых блеска телескопа TESS с 2-минутным временным разрешением. В результате конечная выборка составила 1518 звезд.

Вся работа по поиску, загрузке и первоначальной обработке кривых блеска осуществлялась с помощью пакета *lightkurve* [6]. К используемым данным применялся итеративный фильтр Савицкого-Голея, с целью минимизировать низкочастотную составляющую сигнала. В качестве вспышек отбирались только те высокоамплитудные события, для которых существуют 3 и более последовательные измерения, превышающие критерий 3σ . На рисунке 1 на верхней панели показана исходная кривая блеска для звезды AU Mic, на которой хорошо видны вспышечные события. На нижней панели продемонстрирована кривая блеска после учета тренда. Вспышки, превышающие уровень 3σ (черная горизонтальная линия), отмечены перекрестиями.

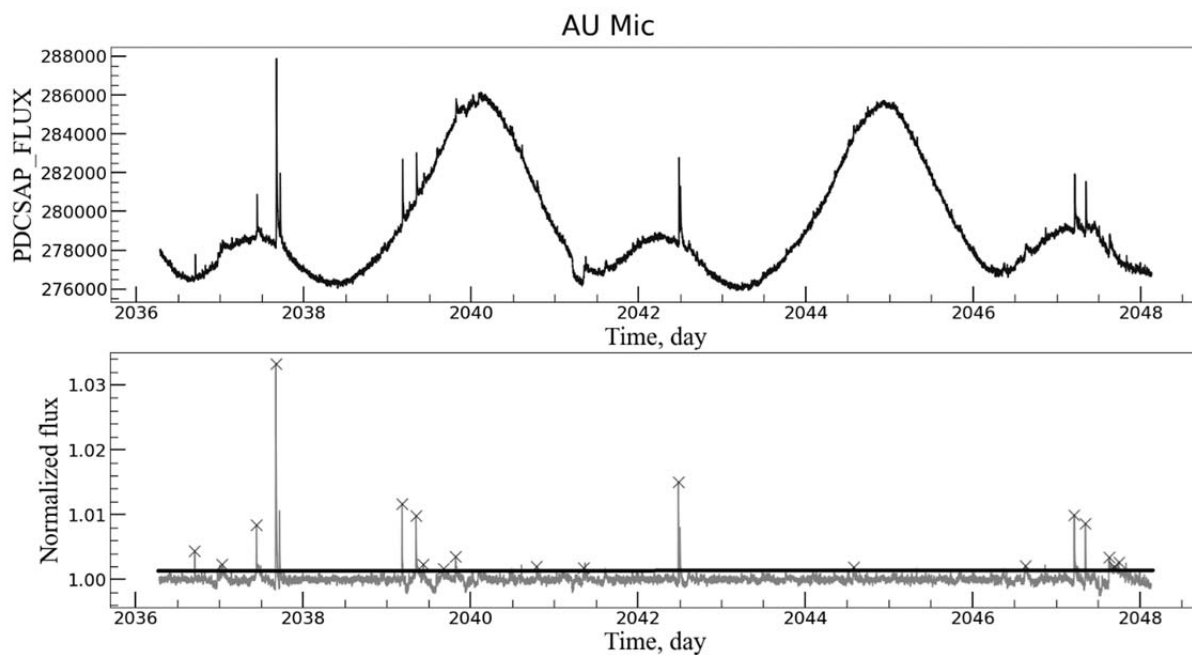


Рис. 1.

Энергия вспышек оценивалась согласно методу, описанному в работе [7]. Амплитуда вспышечного события определялась, как разница потоков между максимальным значением и уровнем спокойного состояния в момент максимума вспышки. Всего была обнаружена 471 вспышка на 60 звездах (4% от рассматриваемой выборки). Стоит отметить, что 278 вспышек (59%) приходится на 5 звезд: AU Mic – 67, HD 41004 B – 50, Proxima Cen – 105, YZ Cet – 28, DS Tuc A – 28. На рисунке 2 представлены наиболее характерные кривые блеска вспышек.

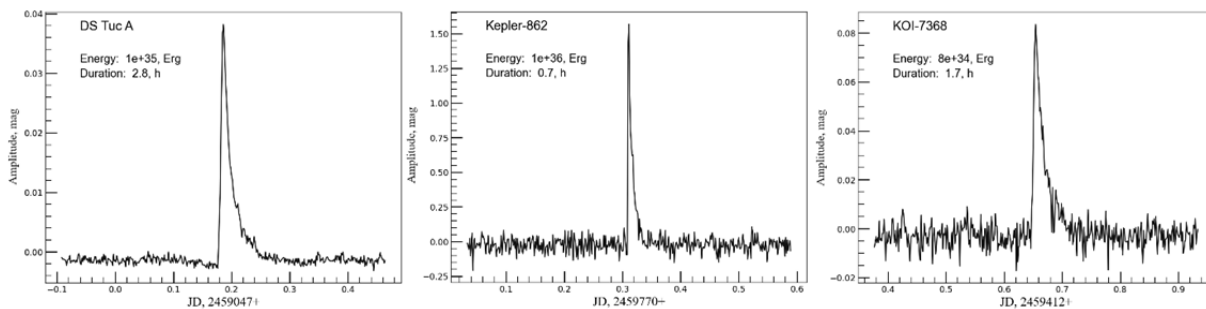


Рис. 2.

Хотя демонстрирует вспыхивающую активность лишь малая часть рассматриваемой выборки (4%), если посмотреть на распределение числа звезд в зависимости от периода обращения экзопланеты, то видно, что вспыхивают преимущественно звезды с периодом обращения экзопланет до 8 суток (рис. 3). Для данных по вспыхивающим звездам шкала оси ординат отложена на графике справа, и её масштаб увеличен в 10 раз.

Распределение вспышек по энергиям демонстрирует резкий спад на малых энергиях и плавное уменьшение в области высоких энергий (рис. 4). Резкий обрыв слева обусловлен алгоритмом выделения вспышек и трудностями с детектированием слабых вспышек.

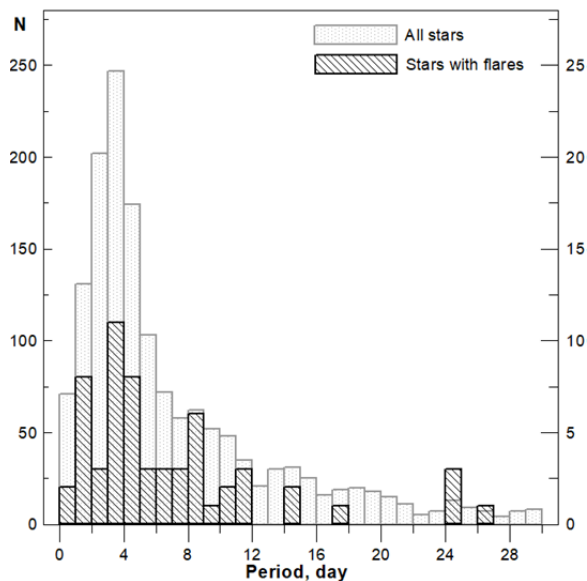


Рис. 3.

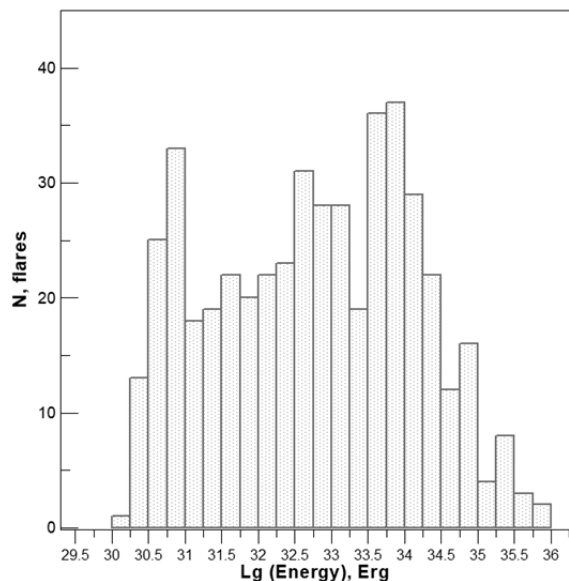


Рис. 4.

Рисунок 5 отображает зависимость энергии вспышки от амплитуды, выраженной в звездной величине TESS. Градиентом серого цвета показана температура (спектральный тип). Явно видны различные зависимости от цвета. При выполнении аппроксимации данных для каждой выборки по спектральному типу, можно получить максимальные и минимальные ограничения по энергии на детектируемые вспышки, а, зная амплитуду вспышки, оценить её энергию.

Наиболее важным индикатором возможного влияния экзопланет на вспышечную активность звезд-хозяев будет зависимость суммы энергий всех зарегистрированных на звезде вспышек от гравитационного потенциала, который создает планета на поверхности звезды (рис. 6). Как видно по рисунку, какой-либо четкой зависимости не наблюдается. Возможно присутствует очень слабая линейная зависимость.

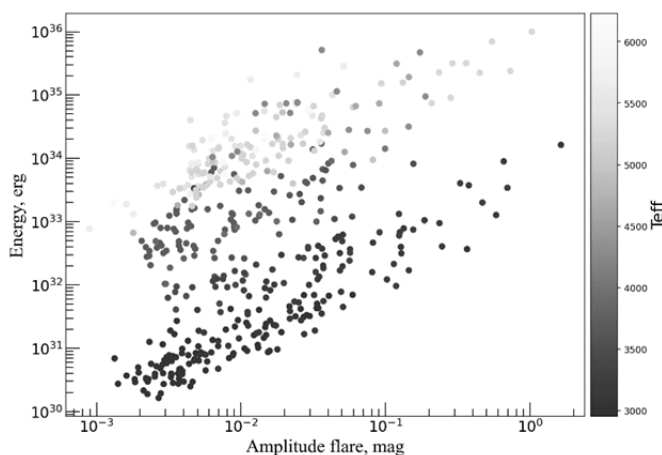


Рис. 5.

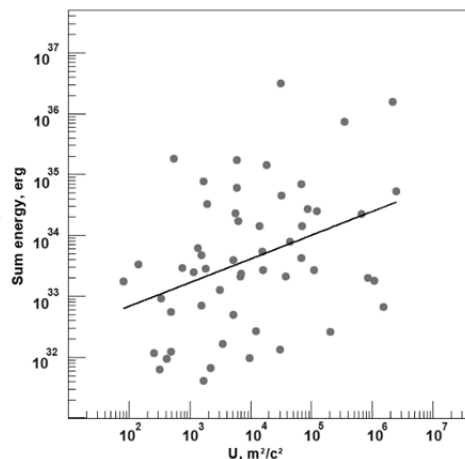


Рис. 6.

В ходе изучения вспышечной активности звезд с экзопланетами по данным проекта TESS было проанализировано 5509 кривых блеска 1518 звезд. На 60 звездах (~4% от общего числа звезд) зафиксирована 471 вспышка с энергиями в диапазоне от $1.64 \cdot 10^{30}$ до 10^{36} Эрг. 96 событий являются супервспышками с энергиями более 10^{34} Эрг. Наблюдается слабая зависимость суммы энергий зарегистрированных вспышек от гравитационного потенциала создаваемого планетой на поверхности звезды.

Работа частично выполнена за счет субсидии Минобрнауки РФ № FZSM-2023-0015, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

Литература

1. *Airapetian, V.S. et al.* // Nature Geoscience, 2016, V.9. P.452-455.
2. *Atri D.* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, 2017, V.465 P.34-38.
3. *Borucki W.J.* // Science, 2010, V. 327, P. 977.
4. *Ricker G.R., et al.* // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 2015, V. 1.
5. <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>
6. *Lightkurve Collaboration., et al.* // Astrophysics Source Code Library, 2018, record ascl:1812.013
7. *Günther M.N., et al.* // The Astronomical Journal, 2020, V. 159, P. 60.

О ВОЗМОЖНЫХ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ИСТОЧНИКАХ ПРОТОНОВ В СОБЫТИЯХ 4-10 СЕНТЯБРЯ 2017 ГОДА

Григорьева И.Ю.¹, Струминский А.Б.², Шаховская А.Н.³

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

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, Научный, Россия

ON POSSIBLE ADDITIONAL PROTON SOURCES IN THE EVENTS OF SEPTEMBER 4-10, 2017

Grigoryeva I.Yu.¹, Struminsky A.B.², Shakhovskaya A.N.³

¹Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St. Petersburg, Russia

²Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

³Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Republic of Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-71-74>

The work involves the selection and study of solar flare candidates for SPE sources from September 4 to September 10. Data of solar flares in AR 12673 presented in NOAA files YYYYMMDDevents.txt have been considered. Compliance with the criteria for electromagnetic radiation of flares specified in the SPEs catalog confirms their involvement as SPE sources. The discrepancy raises the question of new models of the solar atmosphere to explain the observed effects, for example, the hypothesis of radiation belts in the active region to explain how flares-sources could “pump” the solar corona with protons.

В конце 24-ого цикла солнечной активности первая декада сентября 2017 года преподнесла сразу несколько солнечных протонных событий (СПС) 4, 6, 7 и 10 сентября по версии сводной таблицы каталога СПС [1], где указаны возможные их источники. Согласно нашим представлениям процесс ускорения частиц (электронов и протонов) во вспышечной плазме активной области (АО), последовательно проявляет себя в различных областях электромагнитного спектра от радио до гамма [2]. Мы проверили, как указанные источники удовлетворяют выработанным ранее критериям «протонности» солнечных вспышек, зарегистрированных на видимом диске Солнца [3].

Если температура вспышечной плазмы (T_{SXR}), излучающей мягкие рентгеновские лучи (SXR), превысила 10(12) МК и держалась так более 5(2) мин, то по-видимому, ускорялись протоны с энергиями (E) < 10 МэВ. Если при этом происходило ускорение электронов с $E > 100$ кэВ (наблюдался жесткий рентгеновский (HXR) всплеск с $E > 100$ кэВ и/или микроволновой всплеск на частотах > 3 ГГц (RSTN) длительностью > 5 мин), и вспышка развивалась вверх в корону (всплески на частотах < 610 МГц (RSTN) и II, IV-типов длительностью > 5 мин), то ускоряющиеся протоны могут достичь $E \sim 200$ МэВ и более. При преодолении протонами порога $E > 300$ МэВ рождения π_0 -мезонов их распад может привести к наблюдаемому γ -излучению с

$E > 100$ МэВ. Также к уже перечисленным критериям можно добавить факты регистрации непрерывных радио всплесков V-VII и СТМ типов продолжительное время (более часа), которые указывают на присутствие ускоренных электронов в короне. Обнаружение наших критериев должно быть связано со вспышкой в АО с благоприятным положением на диске (западная полусфера и ± 30 градусов по широте) для регистрации СПС вблизи Земли. Ускорение коронального выброса массы (КВМ), движущегося со средней скоростью > 618 км/с, может способствовать выходу протонов на благоприятную силовую линию и быстрому их распространению в межпланетном пространстве (МП) [2].

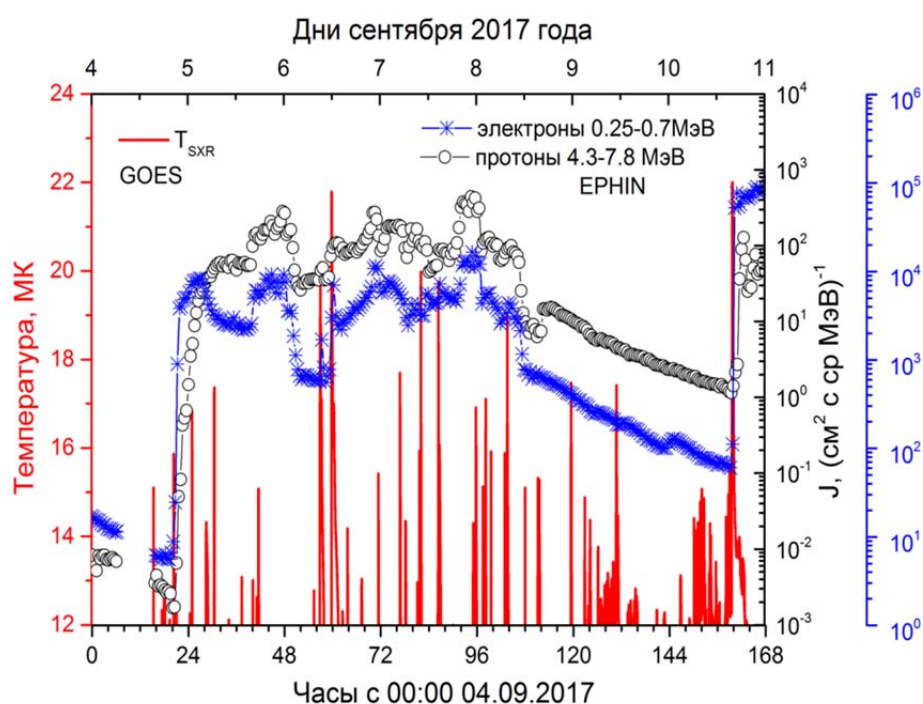


Рис. 1. Значения $T_{SXR} (>12\text{MK})$ GOES излучения вспышечной плазмы (верт. бары, лн. масштаб, слева ось Y), потоки релятивистских электронов и слабо ускоренных протонов (лог. масштаб, справа ось Y; время в hh, внизу ось X и вверху в dd (EPHIN, уср. 30 мин).

Ниже в таблице приведены вспышки [4], которые удовлетворяют хотя бы одному критерию «протонности» (выделены красным цветом). Чем большее выполненных критериев (красного в строке таблицы), тем выше шанс у вспышки-кандидата быть источником СПС. Радиоизлучение: во время SXR вспышки 15.4/8.8 ГГц свидетельствуют об излучении релятивистских электронов с $E > 100$ кэВ в магнитном поле, время (t) > 5 мин необходимо для ускорения протонов, которые при $t > 5$ мин дают возможность регистрировать γ -излучение. 245 МГц указывает на возбуждение плазменных колебаний (по-видимому, пучком ускорены электронов), $t > 5$ мин необходимо для ускорения протонов (> 5 мин) для возможной регистрации γ -излучения.

Таблица. Imp: дата, балл GOES SXR вспышки, №АО. X-ray, RSTN частоты 15.4/8.8 ГГц и 245 МГц (hhmm): время начала, пика, конца. ACS SPI: «нет» – нет данных / не зарегистрировано превышение над фоном от «х» – HXR вспышки, «р» – от протонов. KBM [5]: время (hhmm) 1-го появления в FOV LASCO_C2, средняя скорость ($V > 618$ км/с – для выхода в МП), угол направления PA (в градусах). Все времена в UT.

Imp, dd/mm	№АО, Координаты	X-ray, hhmm	15.4/8.8 ГГц $t > 5\text{min}$	245 МГц $t > 5\text{min}$	ACSSPI	KBM $V > 618$ км/с	II	IV-VII, CTM
04/09 M1.7	12673 S09W11	1846 1937 1952	1928 1929 1933	1900 1900 1900	нет	1900 597 240	нет	1908 /// ///
04/09 M5.5	12673 S10W11	2028 2033 2037	2030 2049 2114	нет	x + p +	2036 1418 Halo	2042 /// 2050	/// 2126
06/09 X2.2	12673 S08W32	0857 0910 0917	0900 0909 1050	нет	x + p -	нет	нет	нет
06/09 X9.3	12673 S09W34	1153 1202 1210	1154 1156 1351	1201 1203 1411	x + p +	1234 1571 Halo	1202 /// 1221	1201 /// 1515
07/09 M2.4	12673 S08W44	0459 0502 0508	0501 0502 0503	нет	x + p -	нет	нет	нет
07/09 M1.4	12673 S07W46	0949 0954 0958	0953 0953 0953	0953 0953 0953	x? p ?	нет	нет	0954 /// 1659
07/09 M7.3	12673 S07W46	1011 1015 1018	1014 1015 1016	1014 1014 1020	x + p ?	нет	нет	1013 /// 1018
07/09 X1.3	12673 S08W48	1420 1436 1455	1448 1448 1452	1448 1448 1448	x + p +	нет	нет	нет
07/09 M3.9	12673 S11W54	2350 2359 0014	2355 2356 2357	нет	x ? p ?	нет	нет	0000 /// 0431
08/09 C8.3	12673 S12W57	0531 0548 0553	0534 0534 0535	0546 0546 0547	x + p -	нет	нет	нет
10/09 X8.2	12673 S08W88	1535 1606 1631	1552 1558 1706	1553 1558 1604	x+ p+	1600 3163 262	1608 /// 1612	нет

Анти-совпадательная защита спектрометра на борту КА INTEGRAL (ACS SPI [6]) позволяет проследить связь между солнечным HXR излучением и протонным возрастанием, так как на одном приборе проверяется вспышечное HXR излучение с $E > 100$ кэВ и приход протонов с $E > 100$ МэВ на орбиту Земли. Поэтому зарегистрированные возрастания темпа счета ACS SPI сравнивались с вариациями потоков электронов 0.25–0.7 МэВ (пустые кружки) и протонов 4.3–7.8 МэВ (астерикс) в L1 (рис. 1) по данным EPHIN_SOHO [7]. Это единственный детектор релятивистских электронов, работающий вблизи Земли в настоящее время. Величина T_{SXR} (рис. 1) получена в пакете *SolarSoft* для GOES в каналах 0.5–4Å и 1–8Å. Об открытии коронального магнитного поля для выхода ускоренных частиц в МП свидетельствует КВМ [5], связанный со вспышкой.

Подробный анализ всех солнечных вспышек C-X баллов GOES на диске (из отчетов NOAA [4]) в период 04-10.09.17 показывает:

- наиболее полный набор выполненных критериев у вспышек M5.5 4-го, X9.3 6-го и X8.2 10-го сентября, на их фоне наблюдались явные протонные возрастания ACS SPI. Череда вспышек 7-го числа M3.9, M7.3 и X1.3 с меньшим набором выполненных критериев, но показавшие в слабый отклик ACS SPI в одной из них (HXR > 100 кэВ: «x+» и протонное возрастание: «p+») могли дать вклад в потоки протонов, детекторами GOES и EPHIN;

- вспышки с еще меньшим набором критериев «протонности» (1/2 или меньше отмечено красным), но имеющие в поле ACS SPI «x +», «p ?/p- », указывают только на ускоренные вспышечные электроны с $E > 100$ кэВ в МП: X2.2 6-го, M2.4 7-го и C8.3 8-го числа.

Остальные вспышки не могли внести вклад в возрастания протонов и, таким образом, удержать плато в сигнале GOES и EPHIN. Несолнечные источники ускоренных частиц, отмеченные в каталоге СПС как SC (внезапное начало геомагнитной бури) могут давать вклад в возрастания протонов в этот период и подлежат исследованию. Интересны вспышки с $T_{SXR} > 12$ МК, но лишь $t > 2$ мин (фиолетовый шрифт), показавшие радиоизлучение на частотах < 245 МГц, всплески IV-VII, СТМ типов (M1.7 4-го, M1.4 7-го). Они могут быть источниками «молчащих» протонов в МП (с $E < 10$ МэВ), удерживающихся, по-видимому, в радиационных поясах.

Литература

1. <http://swxdev.sinp.msu.ru>
2. Григорьева И.Ю. и др. // Косм. Иссл., 2023, том 61, № 3, с. 230–241
3. Струминский А.Б. и др. // Геомагн. и Аэронаом., 2023 (сдано в печать)
4. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/2017
5. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/
6. <https://isdc.unige.ch/~savchenk/spiaccs-online/spiaccspnlc.pl>
7. <https://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.html>

О СПОСОБЕ ИЗМЕРЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДОБРОТНОСТИ ПОТОКА ГОРЯЧЕЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ, ФОРМИРУЮЩЕГО МАГНИТОСФЕРЫ В КОСМИЧЕСКИХ И ЛАЗЕРНЫХ ПЛАЗМАХ

Губченко В.М.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

ON A WAY TO MEASURE A KINETIC PARAMETER OF ELECTROMAGNETIC QUALITY OF HOT COLLISIONLESS PLASMA FLOW FORMING MAGNETOSPHERES OF SPACE AND LASER PLASMAS

Gubchenko V.M.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-75-80>

A way is proposed to make a probe for measurement of an electromagnetic plasma flow quality parameter G_V . The parameter governs “magnetosphere” structure reform by the flow. It is kinetic on nature - is determined by shape of the electron flow particle distribution function (PDF). The probe is an ideal conducting grid which is penetrated free by plasma flow. The way is to measure active R_Σ and reactive L parts of the grid impedance $Z(G_V)$ which under flow are analytical functions of the G_V .

1. Космическая («Макро») и лазерная («микро») горячая бесстолкновительная плазма при разлетах/потоках со скоростью v' возбуждают крупномасштабные электромагнитные (э.м.) структуры – магнитосферы, возникающими из-за их взаимодействия с намагниченностью $\mu(X)$.

Если в качестве «Макро» разлета рассматривается «солнечный ветер»; то стоит задача определения и их измерений управляющих Макро магнитосферой безразмерных параметров, находящимся в точке Лагранжа L_1 «дневным» зондом. Если это поток плазмы рассматривается в лазерной «микро» магнитосфере от разлета мишени, то это подобно определению параметров потока в точке Лагранжа L_3 «ночным» зондом.

Основная в энергетике и в определении структуры магнитосферы это её э.м. крупномасштабная компонента, которая связана с возбуждением пакета гармоник мод индукционного. Индукционные моды – это вихри неволновой природы, они переносятся вместе с потоком среды. С индукционной компонентой связывается предельное состояние «диполизации» и состояние «с магнитным хвостом» в структуре полей магнитосфер. Это внутренняя часть общей структуры, образует след за магнитным источником его возбуждения. Предельные состояния переходят друг в друга при изменении величины параметра «гервь» $-\infty < G_V < +\infty$ электромагнитных свойств потока (рис. 1) [1].

Состояние «диполизации» обусловлено с эффектом магнитной проницаемости $\mu \neq 1$, т.е. с э.м. поляризацией потока – реактивностью (диамагнетизмом и парамагнетизмом), а состояние с «магнитным хвостом» связывается с диссипативным активным процессом (омической проводимостью потока, характеризуемой эффективной проводимостью σ). Установившиеся состояния индукционной компоненты магнитосфер, в том числе и структурно смешанные ($G_V \sim 1$) промежуточные состояния регулируется величиной G_V э.м. добротности потока плазмы. При $G_V = 0$ реактивности нет, потери активные, при $G_V = +\infty$ структура с реактивной нагрузкой без потерь. Мы полагаем далее, что $G_V > 0$, что соответствует устойчивой среде с диамагнитными свойствами и с магнитной проницаемостью $\mu < 1$ (рис. 1).

Волновые моды плазмы на основе МГД волн отвечают за «внешнюю компоненту» или «МГД излучательную» компоненту по отношению к «внутренней» компоненте в составе всего пакета гармоник, определяя структуры «микро и Макро» магнитосфер через «сверхзвуковые» конусы Маха с числами Маха $M > 1$.

Введем угол φ_V по формуле $G_V = \tan \varphi_V$, это угол реактивности потока $\varphi_V = \pi/2 - \gamma_V = \tan^{-1} G_V$, более удобный здесь и известный в электротехнике, как параметр реактивности электрических цепей $\cos \varphi_V = \sin \gamma_V = \pm(1 + G_V^2)^{-1/2}$. Он характеризует «сдвиг по фазе» φ_V в индукционной компоненте при передаче в нее энергии, тогда γ_V это угол потерь в характеристике потока. При углах $\pi/2 > \varphi_V > +0$ задаются положительные значения параметра $+\infty > G_V > 0$.

Возбуждение индукционных э.м. структур – это черенковский эффект, здесь из-за относительного движения со скоростью $\mathbf{v}' \neq 0$ стороннего 3D источника тока $\mathbf{j}_0(\mathbf{x})$ относительно плазмы. Э.м. поля $\mathbf{A}(\mathbf{x})$ возбуждения токов плазмы $\mathbf{j}(\mathbf{x})$ обусловлены непрерывным изменением магнитного потока, действующего на частотах стороннего возбуждения $\omega' = \mathbf{k}\mathbf{v}'$ в восприимчивой среде, характеризуемой тензором $\varepsilon_{ij}(\mathbf{k}\mathbf{v}', \mathbf{k})$ диагонального вида. Волновые числа \mathbf{k} характеризуют формируемый волновой пакет, описывающий структуру всей магнитосферы с амплитудами гармоник $\mathbf{A}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}\mathbf{v}'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}\mathbf{v}')$. В среде, а это «Макро» и «микро» плазма, возможны коллективные движения, описываемые на основе возбуждения собственных мод плазмы $\omega = \omega_r + \omega_i = \omega(\mathbf{k})$, вступающие в резонансы с полями движущегося со скоростью \mathbf{v}' источника. Сторонние движущиеся источники магнитного поля это источники тока $\mathbf{j}_0(\mathbf{X}) = \mathbf{c}\nabla \times \boldsymbol{\mu}(\mathbf{X})$ характеризуются в 3D описаниях магнитодипольной $\boldsymbol{\mu}_d(\mathbf{X})$ и тороидальной $\boldsymbol{\mu}_\tau(\mathbf{X}) = \nabla \times \boldsymbol{\tau}(\mathbf{X})$ компонентами в намагниченности $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{X}) = \boldsymbol{\mu}_d(\mathbf{X}) + \boldsymbol{\mu}_\tau(\mathbf{X})$, распределенные на масштабах \mathbf{r}_0 в 3D апертуре. Далее намагниченность $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{X})$ у нас в конструкции зонда/датчика будет связана с 1D токовой плоскостью (стенка двух 1D доменов), перпендикулярной потоку, или с токовым слоем

(ТС) с током I_0 с его линейной плотностью тока J_0 . «2D прямоугольный вырез» из ТС – это «эталон» для диагностики G_V [1].

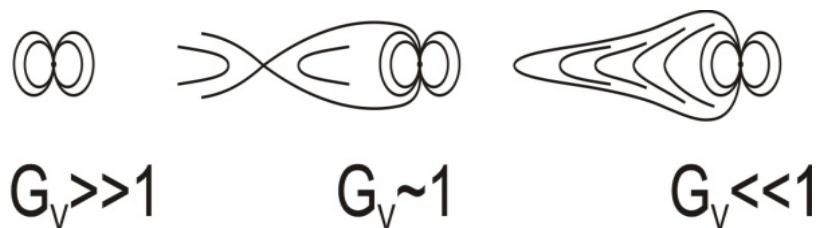


Рис. 1. Даны структуры «хвоста пересоединения – разрывов» (поток – «омический» проводник $G_V \ll 1$) и «диполизации» (поток – диамагнетик $G_V \gg 1$) в «Макро» магнитосферных структурах космической плазмы, управляемые параметром электромагнитной добротности $G_V > 0$.

Параметры G_V и M , управляющие «внутренней» и «внешней» компонентами 3D магнитосферы – это характеристики внешнего потока плазмы или характеристики «космической погоды», которые не зависят от влияния полей намагниченности $\mu(\mathbf{x})$ перед ней (например, в точке Лагранжа L_1). Через безразмерные параметры G_V и M , полученных из решения линейных задач, определяется общая топология полей «внутренней» $\mathbf{A}(\mathbf{x})$ и «внешней» $\varphi(\mathbf{x})$, также мощность P процесса возбуждения и энергии полей W_m , что выражается через импеданс $Z(G_V, M)$ магнитосферы.

Диагностика чисел Маха M для задач определения «внешних» структур «микро» и «макро» магнитосферы представлена в литературе. Диагностика параметра электромагнитной добротности G_V для определения состояний во «внутренней» индукционной компоненте, определяющей всю э.м. крупномасштабную структурную перестройку магнитосферы при изменении G_V , в литературе отсутствует.

2. Параметр э.м. добротности G_V , и сами индукционные структуры, формируемые в потоках горячей плазмы объекты кинетические по природе, т.е. зависят от формы ФРЧ $f_e(\mathbf{v})$ потока плазмы в фазовом пространстве. Это обусловлено малой величиной скорости v' по сравнению с тепловой скоростью электронов v_e . Индукционные токи определяются в основном электронами и потому параметр э.м. добротности зависит от формы ФРЧ электронной компоненты потока, характеризуемой безразмерными факторами «асимметрии» по импульсу κ_G «резонансных» электронов (т. к. $\mathbf{v}' \neq 0$) и «анизотропии» по энергии κ_D «нерезонансных» электронов (т. к., в частности, $v'^2 \neq 0$).

На основе двух факторов в ФРЧ определяются два масштаба пространственной дисперсии: аномальный скиновый масштаб $r_G^{-2} \sim \kappa_G$ и магнитный радиус Дебая $r_{DM}^{-2} \sim \kappa_D$, на которых строится масштабирование индукционной компоненты в структуре магнитосферы в двух предельных значениях $G_V = 0, +\infty$ и на основе гибрида этих масштабов дисперсии в промежуточ-

ных ситуациях $G_V \sim 1$. Параметры κ_G и κ_D имеют аналитические выражения через ФРЧ $f_e(\mathbf{v})$, определяя её асимметрию и анизотропию. Тогда параметр добротности $G_V = \kappa_G / \kappa_D = r_G^2 / r_{DM}^2$.

Определение этих двух факторов в космическом эксперименте требует полного и непрерывного измерения 3D ФРЧ электронов, что не эффективно из-за сложностей диагностики, а в лазерной плазме исследования 3D ФРЧ еще сложнее.

3. Нами предлагается способ измерения «гервь» – э.м. параметра G_V – зонд/датчик «гервь-метр», основанный на измерении импеданса $Z_\Sigma(R_\Sigma, L_\Sigma, C_\Sigma)$ зонда, идеально проводящего при $\mathbf{v}' = 0$, входящего как элемент в замкнутый контур. Контур – это цепь, состоящая из внешней ЭДС $E_{\text{ЭДС}}$, создающей напряжение V на зонде, тогда при $\mathbf{v}' \neq 0$ устанавливается на зонде постоянный электрический ток $I_0(G_V)$, определяемый сопротивлением $R_\Sigma(G_V)$. Если ЭДС работает на частоте ω_0 , то переменный ток I_0 определяется также значениями реактивностей L_Σ, C_Σ . Здесь $R_\Sigma, L_\Sigma, C_\Sigma$ – активное сопротивление, индуктивность, емкость в цепи контура. Сравнение измеренных величин $R_{\text{exp}}, L_{\text{exp}}$, со значениями R_Σ, L_Σ , полученными нами из аналитических вычислений, позволяет получить искомое значения двух параметров: G_V и, например r_G , не определяя параметры ФРЧ $f_e(\mathbf{v})$ (рис. 2).

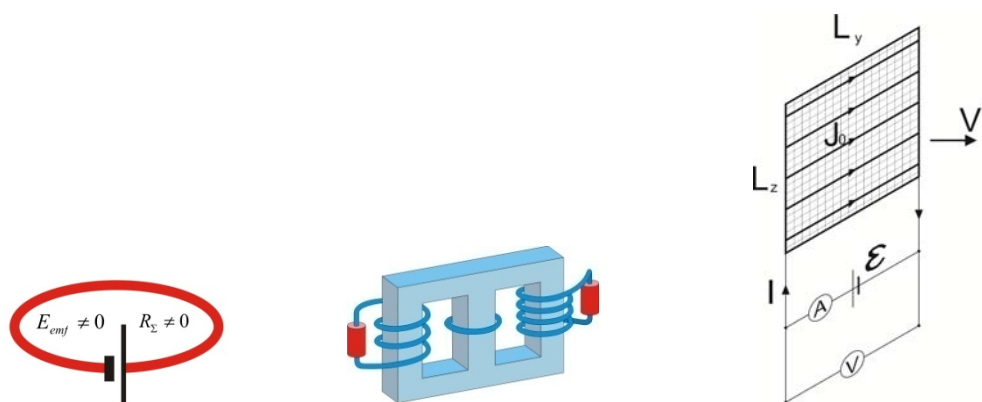


Рис. 2. Слева 3D контур – изначально идеально проводящий, помещенный в поток плазмы; приобретает активное сопротивление R_Σ – индукционная нагрузка плазмой. Трансформатор в 3D показывает индукционную связь идеально проводящего контура – первичной обмотки, с вторичными обмотками – поток. Асимметрия распределение индукционного тока в плазме по активной R_Σ и реактивной нагрузке. Сердечник – магнитная проницаемость из-за анизотропии. Справа 2D контур, расчетный в 1D.

Предлагаемый способ измерения основан на знании формул для импеданса $Z(G_V)$ элемента контура тока, получаемых из решений уравнений Власова-Максвелла [1]. Физические процессы в контуре подобны процессам при формировании импеданса $Z(G_V, Re_m)$ у 3D «Макро» и «микро» магнитосфер с 3D апертурами \mathbf{r}_0 их источников. Однако решения для

$Z_{\Sigma}(G_V)$ в измерительных устройствах требуются предельно простыми. Нами это использование решений для 1D модели на основе тонкой токовой плоскости или токового слоя (ТС) с характерной толщиной $r_{0x} = 0$. Это означает $r_0 \ll r_G, r_{DM}$, что исключают из формул влияние магнитного числа Рейнольдса $Re_m = r_0/r_G \rightarrow 0$ и магнитного числа Дебая $D_M = r_0/r_{DM} \rightarrow 0$. При этом, в решении сохраняется описание состояний, подобных «диполизации» и формированию «магнитного хвоста», управляемых параметром G_V .

Плотность тока на движущейся по оси x плоскости ТС задается источником тока $\mathbf{j} = \mathbf{y}_0 J_0 \delta(x - x_0 - v't)$, где J_0 – поверхностная плотность этого тока, $X = x - x_0 - v't$ – система координат, связанная с ТС плоскостью, \mathbf{x} – координата, связанная с покоящейся плазмой, x_0 – начальная координата плоскости. В 1D спектре k_x такого источника тока присутствуют все масштабы возбуждения индукционного поля. Зонд – это прямоугольный 2D «вырез из ТС», пронизываемой для частиц плазмы плоскости – «сетки», образующий апертуру шириной $r_{0z} = L_z$ и длиной $r_{0y} = L_y$ посредством «обрезания» ТС плоскости, полный ток на апертуре при измерении $I_0 = J_0 L_z$.

Токовая плоскость создает неоднородное магнитное поле с нормальной компонентой B_n , что означает появления дополнительных сил F_D выталкивания или притяжения, действующими на плоскость при взаимодействии её с диамагнитной или парамагнитной плазмой с магнитной проницаемостью $\mu \neq 1$, обусловленной анизотропией $\kappa_D \neq 0$. Эти силы дают вклад в активную и реактивную энергетику процесса и силовые характеристики всего взаимодействия.

При помещении контура в поток плазмы возникает индукционная связь, подобная трансформаторной, для «цепи» зонда с постоянными током I_0 («первичная обмотка») и для «цепи» распределенного по X перед и за апертурой обратным постоянным индукционным током $-I(G_V)$ в окружающем потоке плазмы («вторичная обмотка»), полностью экранирующим ток I_0 в установившемся состоянии (рис. 2).

Из-за индукционной при $\omega' = \mathbf{k}\mathbf{v}' \neq 0$ связи возникает активное сопротивление $R_{\Sigma}(G_V) \neq 0$ по постоянному току, связанное с работой с мощностью $P = I \cdot V$ вихревого поля \mathbf{E} , локализованным в плоскости, создающем напряжение $V = E \cdot L_y$ на участке плоскости длиной L_y , над током I в плоскости. Омическая диссипация в бесстолкновительной плазме обусловлена ускорением/рассеянием «резонансных» электронов на нормальной к потоку компоненте магнитного поля зонда B_n . С этой диссипацией связана работа сил Ампера F_A в плазме. Кроме того, вклад в омическую диссипацию вносят реактивные процессы, связанные с работой против силы F_D диамагнитного торможения плоскости, непрерывно вносящей неоднородное магнитное поле в плазму $\nabla B^2/8\pi$; эта мощность идет на формирова-

ние анизотропии плазмы. Мощность процесса $P = v'(F_A + F_D) = I_0^2 R_\Sigma$. На основе вида вычисленной функции $R_\Sigma(G_V)$ вычисляется $G_V = \tan \varphi_V$. При применении 1D ТС решений, с очевидными ограничениями на его применение, сопротивление полученного для 2D проводника R_Σ , как части импеданса $Z_\Sigma(\varphi_V)$, выражается формулой

$$R_\Sigma = 2 \frac{v' L_y}{c^2 L_z} \left(\varphi_V + \frac{\pi}{2} \right).$$

В результате (при $\frac{1}{c}$ СГСЭ = 30 Ом) электромагнитное сопротивление от поступающего через зонд потока, связано с идеальной непрерывной инжекцией в поток магнитной энергии, продуцируемой ЭДС [1, 2].

Кроме того, меняется индуктивность контура $L_\Sigma(G_V, r_G)$, выражаемая через характерные масштабы дисперсии плазмы r_G и r_{DM} . Индуктивность характеризует энергию магнитного поля у зонда W_m и дает реактивный вклад в импеданс Z_Σ при измерениях на частоте ω_0 . Здесь появляется возможность по измеренной величине G_V вычислить r_G и далее r_{DM} . Индуктивность плоскости L_Σ выражается формулой

$$L_\Sigma = r_G \frac{L_y}{L_z} \frac{2\pi}{\sqrt{2(G_V + \sqrt{1 + G_V^2})}} = r_V \frac{L_y}{L_z}$$

и характеризует гибридный пространственный масштаб $r_V(G_V)$ распределения токовых систем (ТС) в потоке, который тот же, что и в определении масштабов структур $L(r_V, X)$ отличных в различных зонах X у формируемых 3D магнитосфер.

Подобным образом возникает изменение в емкости C_Σ , обусловленное экранировкой электростатической части полей $\varphi(X)$ зонда на характерном масштабе электрическом радиусе Дебая r_{DE} или в связи с «излучением» звука при $M > 1$. Методы измерения $C_\Sigma(M)$ известны в физике плазменных электрозондов.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 0030-2021-0002 и Проекта № 10 Национального центра физики и математики (НЦФМ) «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика».

Литература

1. *Gubchenko V.M.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, Vol. 60, No. 7, pp 896-903.
2. *Кингсен А.С., Чукбар К.В. Яньков В.В.* Электронная магнитная гидродинамика // Вопросы теории плазмы: Сб. Вып.16. – М. Энергоатомиздат, 1987. – С. 209.

К ИСТОРИИ ГОРНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ. СОЗДАНИЕ БОЛЬШОГО КОРОНОГРАФА

Гуляев Р.А.

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

TOWARDS THE HISTORY OF THE HIGH-ALTITUDE ASTRONOMICAL STATION. CREATION OF THE BIG CORONAGRAPH

Gulyaev R.A.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-81-84>

*Peripetias of creating the Big non-eclipse coronagraph installed at the High-Altitude
Astronomical Station in 1966, are elucidated.*

Идея создания для Горной астрономической станции нового коронографа системы Лио принадлежит Мстиславу Николаевичу Гневышеву. На станции с 1950 г. успешно функционировал цейссовский коронограф, вывезенный из Германии в счет репараций после Великой отечественной войны [1]. Но этот инструмент был целиком занят службой Солнца, и для исследовательских наблюдений времени не оставалось. Нужен был второй коронограф. В 1961 г. Совет министров СССР утвердил задание ГОМЗу на изготовление новых астрономических приборов. Гневышеву удалось добиться включения в список заказываемых инструментов коронографа для Горной станции. Однако затем выполнение этого заказа было заблокировано В.А. Кратом.

Тогда М.Н. Гневышев, узнавший о том, что в ИЗМИРАНе создан коронограф конструкции Г.М. Никольского и Г.С. Иванова-Холодного [2], предложил Никольскому изготовить силами мастерских ГАО и ИЗМИРАН еще один экземпляр такого коронографа для установки на Горной станции, причем исключительно за счет внутренних средств своих учреждений, поскольку рассчитывать на внешнее целевое финансирование не приходилось.

Получив согласие Никольского, Гневышев развил энергичную деятельность, к которой подключился и Никольский. Было решено, что, если уж делать коронограф самим, то надо сделать его самым большим в мире, чтобы иметь максимальное угловое разрешение, достижимое при наземных наблюдениях, при высоком спектральном разрешении и достаточно большой светосиле. Гневышев смог убедить директора ГАО А.А. Михай-

лова, а Никольский – директора ИЗМИРАН Н.В. Пушкина в важности и реализуемости проекта. Никольский заручился также поддержкой со стороны начальника СКБ ИЗМИРАН В.П. Прошина.



Раиса Семёновна Гневышева у цейссовского коронографа

Работы, начавшиеся в 1963 г., распределились следующим образом. Г.М. Никольский и А.А. Сазанов разрабатывают оптическую схему коронографа и готовят техническое задание. СКБ ИЗМИРАН делает трубу (ферму) для главного объектива и крупные металлические узлы, а также систему управления инструментом; Пулковские мастерские изготавливают тонкие механические детали (щель спектрографа и др.) и всю оптику. Вскоре выяснилось, что самые большие узлы, такие как призма параллактической установки, невозможно изготовить ни в ИЗМИРАНе, ни в Пулковке, и их нужно заказывать на заводе, на что требуются деньги. Кроме того, понадобились средства на закупку блоков оптического стекла на Лыткаринском оптико-механическом заводе.

К счастью, о проекте Гневышева-Никольского узнал директор СибИЗМИР Владимир Евгеньевич Степанов, пожелавший получить такой же инструмент для своего института. Он взялся профинансировать необходимые затраты при условии, что будут изготавливаться сразу два коронографа – один для установки на Горной станции, другой – для обсерватории СибИЗМИР в Мондах. В результате, работы по созданию коронографа были продолжены.

Основные характеристики коронографа системы Никольского-Сазанова [3]: диаметр главного однолинзового объектива – 535 мм, фокусное расстояние – 8 м. В примененной схеме Куде свет направляется в полярную ось после диафрагмы Лио, что значительно уменьшает рассеянный свет в приборе. Перебрасывающая система объективов в полости часовой

оси увеличивает диаметр изображения Солнца до 125 мм на входной щели стационарного спектрографа. Фокусные расстояния коллиматорного и камерного зеркал спектрографа – 8 м; дифракционная решетка имеет 600 штрихов на 1 мм на заштрихованной площади 250×230 мм².



Монтаж Большого коронографа

Все оптические детали для двух коронографов изготовлены выдающимся пулковским оптиком В.Г. Шрейбером, обеспечившим очень высокое качество оптических поверхностей. При изготовлении главного объектива Шрейбер пользовался советами Д.Д. Максутова. Дифракционная решетка изготовлена в ГОИ Ф.М. Герасимовым. Исследование всей оптики выполнили Никольский и Сазанов [4].

На Горной астрономической станции коронограф, который стал называться также Большим коронографом ИЗМИРАН-ГАО, был установлен в 1966 г. бригадой монтажников СКБ ИЗМИРАН под руководством и при непосредственном участии Никольского. Павильон был построен силами Горной станции под руководством Гневышева. Было решено, что инструмент будет использоваться совместно сотрудниками Пулковской обсерватории и Лаборатории солнечной активности ИЗМИРАН.

В течение первого 10-летия существования коронограф эксплуатировался очень интенсивно. Особенно активно работали на нем сотрудники ИЗМИРАН Г.М. Никольский, Р.А. Гуляев, И.С. Ким, М.М. Молоденский, К.И. Никольская, Ю.В. Платов, А.А. Сазанов, Н.С. Шилова и сотрудники Горной станции В.И. Макаров, В.В. Макарова, В.П. Михайлуца, М.П. Фатьянов. Наблюдения проводили также гости Горной станции, прибывавшие из других астрономических учреждений. Успешному проведению наблюдений способствовала работа механика Горной станции

А. Юдникова, водителя экспедиционной автобазы Академии наук Ф. Фатехова и многих других лиц.



Создатели Большого коронографа Г.М. Никольский и А.А. Сазанов. Сзади И.С. Ким.

Коронограф ИЗМИРАН-ГАО оказался настолько хорошим для своего времени [5–7], что целый ряд обсерваторий, в том числе и зарубежных, пожелал иметь подобный инструмент. В итоге, СКБ ИЗМИРАН изготовил еще 10 экземпляров коронографа (см. также [8]).

Литература

1. Гневышев М.Н., Гневышева Р.С. Наблюдения солнечной короны вне затмений в лучах 5303 А // Доклады Академии наук СССР, 1950, 72, 659.
2. Никольский Г.М., Прошин В.П., Сазанов А.А. Внезатменный коронограф со стационарным спектрографом высокой дисперсии // Геомагн. и аэрон., 1962, 2, 532.
3. Никольский Г.М., Сазанов А.А. О внезатменных коронографах // Астрон. ж., 1966, 43, 868.
4. Никольский Г.М., Сазанов А.А. Исследование 535-миллиметрового однолинзового объектива большого внезатменного коронографа. Астрон. ж., 1967, 44, 426.
5. Gnevyshev M.N., Nikolsky G.M., Sazanov A.A. The Lyot-coronagraph with 53 cm objective. Solar Phys., 1967, 2, 223.
6. Гневышев М.Н., Никольский Г.М., Сазанов А.А. Самый большой внезатменный коронограф // Природа, 1987, № 6, с. 71.
7. Никольский Г.М. Внезатменные наблюдения солнечной короны и большой советский коронограф // Земля и Вселенная, 1967, № 6, с. 66.
8. Гуляев Р.А., Никольская К.И. К истории создания Большого внезатменного коронографа // Труды конференции «Новый цикл активности Солнца», Пулковое, 24–29 июня 1998 г., с. 67.

ИДЕНТИЧНОСТЬ АЕ И АРО ИНДЕКСОВ В 23–24 ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Гуляева Т.Л.

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

IDENTITY OF AE AND APO INDICES IN 23–24 CYCLES OF SOLAR ACTIVITY

Gulyaeva T.L.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-85-88>

The auroral electrojet AE index is an indicator of geomagnetic activity in the auroral zone. It is used in the different methods for forecasting of space weather effects, however, a database of numerical AE indices is ceased on the Kyoto website by March 2019. The geomagnetic Apo index is measured on a network of subauroral magnetometers near 60° of magnetic latitude and provided on the site in Potsdam in real time, starting in 1995. The paper presents the results of comparison of 288 maximum monthly values of AE and corresponding Apo indices during 1995–2018. A good match was obtained between the two data series with a correlation coefficient of 0.73. Results indicate the dominant summer disturbance intensity, the intermediate equinox's and the smallest summer seasonal indices. Derivation of proxy AE index from Apo index is proposed for the models based on AE index, as well as derivation of proxy Apo index from AE index to be used for reconstruction of Apo before the start of its observations in 1995. The proxy indices are compared with the observations demonstrating the high efficiency of model results.

Индекс авроральной электроструи (ионосферных токов), *AE*, является показателем геомагнитной активности в авроральной зоне. Он измеряется как разность ($AE = AU - AL$) между интенсивностью восточной *AU* и западной *AL* авроральной электроструи [1]. Индексы *AE*, *AU* и *AL* предоставлены на сайте в Киото (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>). Цифровой ряд этих данных имеется до марта 2019 г. С апреля 2019 г. эти индексы имеются только в графической форме, поэтому они не пригодны для использования в прогнозах, основанных на данных в реальном времени [2–4].

Недавно предложен 1ч геомагнитный *Apo* индекс (и его линейный эквивалент *Hpо*) [5], которые измеряются на сети субавроральных магнитометров вблизи 60° магнитной широты, на которых основаны данные для 3 ч *Ap* и *Kp* индексов. Данные *Apo* и *Hpо* предоставляются на сайте в Потсдаме в реальном времени, начиная с 1995 г. (<https://kp.gfz-potsdam.de/en/hp30-hp60>).

Для сопоставления двух рядов данных были выбраны максимальные месячные значения индекса AE с 1995 по 2018 гг. Допуская некоторый лаг по времени между индексами AE и Apo , из массива Apo были выбраны максимальные значения в те же дни, что и выборка AE . Результаты выборки показаны точками на рис. 1a,b. Коэффициент корреляции между двумя рядами данных $cc = 0.73$. Квадратичная зависимость прокси индекса AE_p от Apo (рис. 1a) приведена сплошной кривой и представлена уравнением (1). Она показывает эффект насыщения AE с ростом Apo . Соответствующая обратная зависимость прокси Apo_p от AE на рис. 1b показывает ускорение Apo с ростом AE , выраженное уравнением (2).

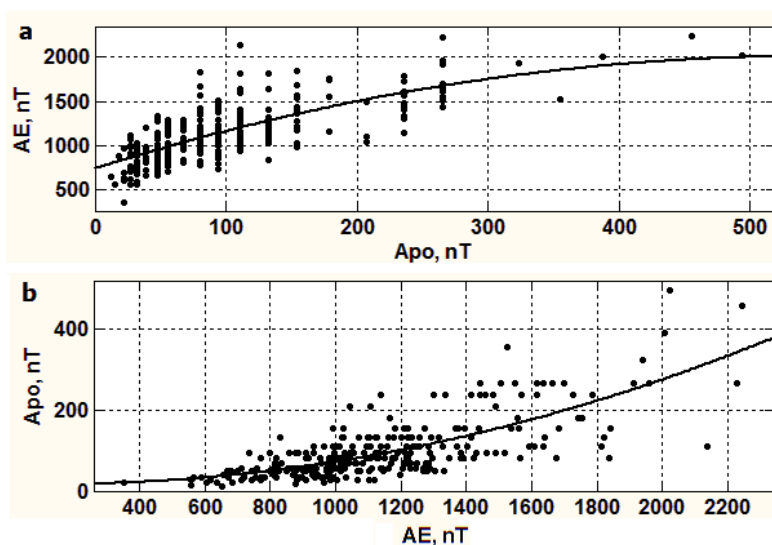


Рис. 1. Взаимосвязь максимальных месячных AE и Apo индексов за период 1995–2018 гг.

$$AE_p = P_{11} \times Apo^2 + P_{12} \times Apo + P_{13} \quad (1)$$

$$Apo_p = P_{21} \times AE^2 + P_{22} \times AE + P_{23} \quad (2)$$

Численные значения коэффициентов уравнений (1) и (2) приводятся в таблице. Высокие значения коэффициента определенности (R^2 более 0.5) подтверждают близкое соответствие двух рядов данных.

Таблица. Коэффициенты уравнений (1) и (2) и коэффициент определенности R^2 при аппроксимации по методу наименьших квадратов.

Индекс	P_1	P_2	P_3	R^2
AE_p (1)	-4.227×10^{-3}	4.632	742.1	0.547
Apo_p (2)	7.46×10^{-5}	-0.02084	18.04	0.554

Набор ежемесячных экстремальных индексов за 2 солнечных цикла (23 и 24) позволяет исследовать их различия по сезонам. Рассмотренные данные были разделены на 3 сезона: зимнее солнцестояние (“wnt” – но-

ябрь, декабрь, январь, февраль), равноденствие (“eqn” – март, апрель, сентябрь, октябрь) и летнее солнцестояние (“smr” – май, июнь, июль, август).

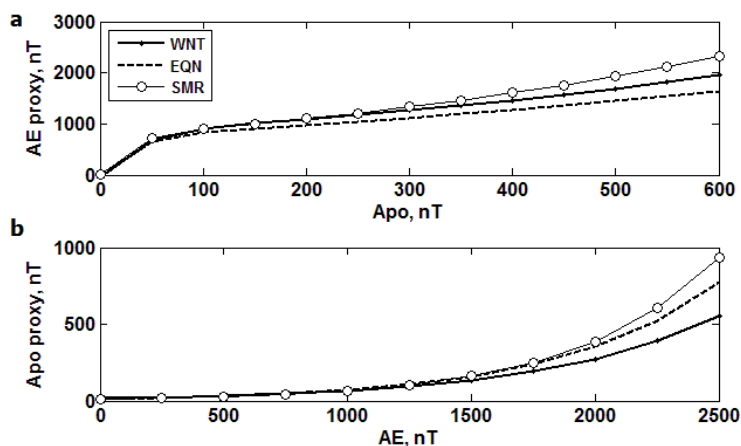


Рис. 2. Сезонные зависимости максимальных месячных AE и Aro индексов.

Аппроксимирующие кривые для трех сезонов приведены на рис. 2а,б (расположение панелей а и б подобно рис. 1а,б). Отметим различие по сезонам, возрастающее с ростом интенсивности возмущений. Учитывая расположение всех магнитометров для AE и большинства для Aro индексов в Северном полушарии, отметим для этого полушария наибольшие значения наблюдаемой интенсивности возмущений в летние месяцы, промежуточные значения в равноденствие, и наименьшие значения зимой. Результаты в Южном полушарии могут оказаться асимметричными [6].

Примеры применения формул (1) и (2) показаны на рис. 3. Слева – пример расчета по формуле (1) для бури 19–21 апреля 2018 г. Результаты прокси AE_p индекса (рис. 3а), рассчитанного из Aro индекса (рис. 3б), близко воспроизводят наблюдаемые изменения AE . Справа – применение формулы (2) для расчета Aro -прокси индекса (рис. 3д) из наблюдений AE индекса (рис. 3с) для бури 21–22 февраля 1994 г., когда 1ч данные Aro еще не производились. Для сравнения на рис. 3д использованы 3ч Ar индексы. Видно близкое соответствие модельных и наблюдаемых данных.

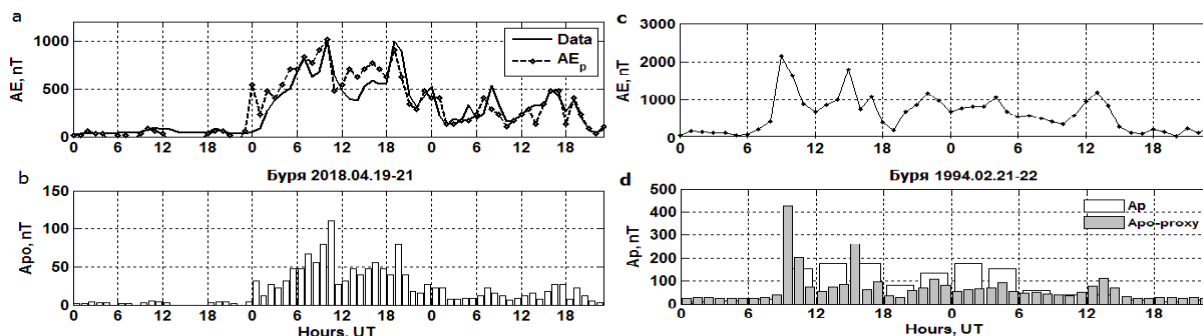


Рис. 3. Примеры применения модели прокси индексов.
Слева – формула (1), справа – формула (2)

В заключение отметим, что отсутствие цифровых данных *AE* индекса с апреля 2019 г. может быть компенсировано предложенной моделью прокси *AE* индекса на основе наблюдений 1ч *Apo* индекса для использования в прогнозах, основанных на *AE* индексе. Обратная зависимость позволяет рассчитать 1ч прокси *Apo* индекс из наблюдений *AE* индекса для использования в ретроспективных исследованиях вариаций *Apo* до начала его производства в 1995 г. Альтернативным источником прокси *AE* индекса могут служить модели его прогноза [7], доступные на сайте <http://eng.sepc.ac.cn/AEIndex.php>.

Литература

1. *Davis, T.N., and Sugiura, M.* Auroral Electrojet Activity index AE and its Universal Time Variations // *J. Geophys. Res. Space Physics*, 1966, 71 (3), 785–801. DOI: 10.1029/jz071i003p00785.
2. *Li, Sh., Galas, R., Ewert, D., and Peng, J.* An empirical model for the ionospheric global electron content storm-time response // *Acta Geophys.* 2015. V. 51, I.1. P.253-269. DOI: 10.1515/acgeo-2015-0067.
3. *Yenen S.D., Gulyaeva, T.L., Arikan, F., Arikan, O.* Association of ionospheric storms and substorms of Global Electron Content with proxy AE index // *Adv. Space Res.* 2015. V.56. I.7. P.1343-1353. 2015. DOI: /10.1016/j.asr.2015.06.025.
4. *Гуляева Т.Л.* Прогноз глобального электронного содержания в ионосфере в процессе развития геомагнитной бури // *Солнечная и солнечно-земная физика – 2016.* СПб, 2016, Пулковое. 85-88.
5. *Yamazaki, Y., Matzka, J., Stolle, C., et al.* Geomagnetic activity index H_{po} // *Geophys. Res. Lett.* 2022. V.49. DOI: 10.1029/2022GL098860.
6. *Gulyaeva, T., Stanislawski, I., Lukianova, R.* Arctic–Antarctic asymmetry of the ionospheric weather. *Adv. Space Res.*, 2023, DOI: 10.1016/j.asr.2022.05.008.
7. *Luo, B., Li, X., Temerin, M., and Liu, S.* Prediction of the *AU*, *AL*, and *AE* indices using solar wind parameters. // *J. Geophys. Res. Space Physics*, 2013, 118, 7683–7694. DOI: 10.1002/2013JA019188.

ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ КЛИМАТИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ В ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕДНИХ МИЛЛИОНОВ ЛЕТ, В ЧЕТВЕРТИЧНЫЙ ПЕРИОД И СОВРЕМЕННЫЕ КЛИМАТИЧЕСКИЕ АНОМАЛИИ

Дергачев В.А.

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

DURATION OF CLIMATE CYCLES DURING THE LAST MILLIONS OF YEARS, IN THE QUATERNARY PERIOD AND MODERN CLIMATE ANOMALIES

Dergachev V.A.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-89-94>

The problem of the end of the modern interglacial is discussed. Following theoretical predictions, cooling should soon begin after the end of the modern interglacial. However, as climatologists note, now weather anomalies have begun to occur more often: high and low temperatures, heavy rainfall, thunderstorms, hurricanes, and floods are breaking long-term records. Unfortunately, the scientific community has not formed a consensus regarding the causes of climate change during this period. Global numerical models of the Earth's climate system have discrepancies with observed climate changes. Supporters of anthropogenic global warming, in spite of everything, ignore the natural factors of climate change, such as tectonic waves, glacial destruction, the ocean, which actively participates in the exchange of gases with the atmosphere, volcanic activity, earthquakes, etc.

Data on changes in the global temperature of the Earth's surface on a time scale of the last 700 million years and 150 million years were analyzed and periods of warming and cooling were identified. The cyclicity of climate changes in the Quaternary period (the last approximately 2.5 million years) is analyzed as one of the most important features of the climate system, used to assess both changes in individual environmental components in the past and to predict climate change in the future.

Одной из наиболее сложных природных систем является климатическая система Земли, представляющая собой функцию взаимодействия суши и океанов, действующую через земную атмосферу. Свое влияние оказывают и вулканические выбросы. Примерно 3.5 млрд лет назад начала формироваться биосфера. Опираясь на данные климатических изменений в прошлом на интервале времен в миллиарды, сотни миллионов, десятки миллионов и тысячи лет, можно проследить, как менялись средние температуры на нашей планете в эти интервалы лет.

Глубоководные бентосные фораминиферы сохраняют важную информацию о прошлом климате Земли по своему составу изотопов кислорода и углерода. Как показывают исследования, естественный климат в прошлом циклически изменялся между теплыми и холодными состояниями. Прослеживаются циклы разного масштаба, которые определяются, в

первую очередь, Солнцем, космосом и океаном. Эволюцию глобального климата (тренды, цикличность) на протяжении кайнозойской эры (последние 65 млн лет) по кернам глубоководных отложений исследовали в работе [1]. Эта эволюция включает в себя тенденции потепления и похолодания.

Периоды потепления климата способствовали бурному развитию растительного и животного мира. К началу четвертичного периода (около 2.5 млн лет) и растительный и животный мир стали довольно разнообразными, а границы биосферы приобрели очертания, близкие к современным. Отметим, что человек в течение последних около 2.5 млн лет в четвертичном периоде прошел долгий путь эволюции. Человек современного вида сформировался от 150 до 300 тыс. лет назад.

Четвертичный период является одним из самых коротких по времени климатических периодов, в котором выделяются 100-тысячелетние ледниково-межледниковые циклы. При этом длительность ледниковых интервалов достигала ~100 тыс. лет, а межледниковый – всего около 10–11 тыс. лет. Поскольку современное межледниковье продолжается уже более 11.5 тыс. лет, после его окончания должно начаться похолодание.

Рис. 1 показывает, как по полушариям менялась глобальная средняя приземная температура со времени после окончания последнего ледникового периода [2]. Климатические изменения за последние 24 000 лет дают ключевое понимание реакции системы Земли на внешние воздействия. Время на рисунке растянуто на последние 1000 лет, чтобы визуализировать недавние изменения температуры. Данные показывают, что глобальная средняя температура немного, но устойчиво повысилась, примерно на 0,5 °С.

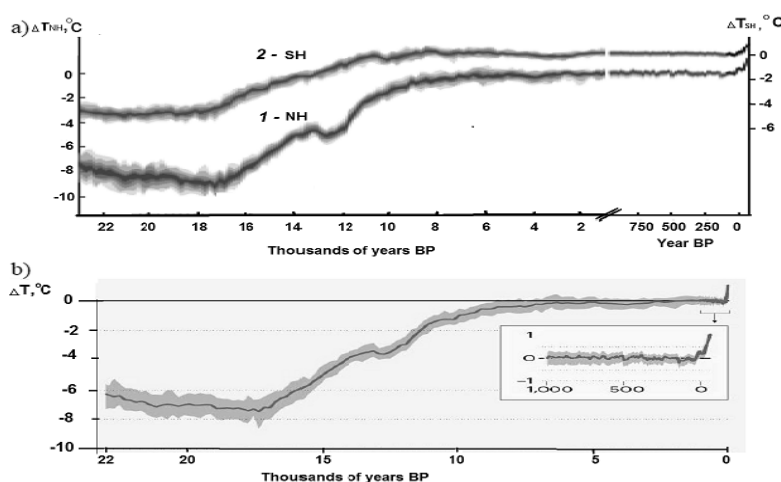


Рис. 1. Глобальная средняя приземная температура в северном (1) и южном (2) полушариях после окончания последнего ледникового периода 24 тыс. лет назад [2].

Климат определяется не только метеорологическими процессами, но и совокупностью процессов, происходящих во всей климатической системе, которая включает в себя атмосферу, а также океан и литосферу (то есть,

сушу с реками и озерами), и криосферу (снег и лед). Поэтому, чтобы понять, как будет меняться климат в будущем, проанализируем имеющиеся данные об изменении температуры на планете Земля на протяжённой временной шкале и попытаемся определить тенденции её изменения в ближайшем будущем.

Как показывают исследования палеогеографов и палеоклиматологов, первые крупные распространения сложных форм жизни на нашей планете начались в течение Фанерозоя – части геологического времени, берущего начало около 542 млн лет назад и продолжающегося по настоящее время.

Рис. 2 показывает оценки глобальной средней температуры приземного воздуха за ~540 млн лет фанерозойского эона, с момента первого крупного распространения сложных форм жизни на нашей планете, заменивших большую часть более ранней геологической жизни на планете [3].

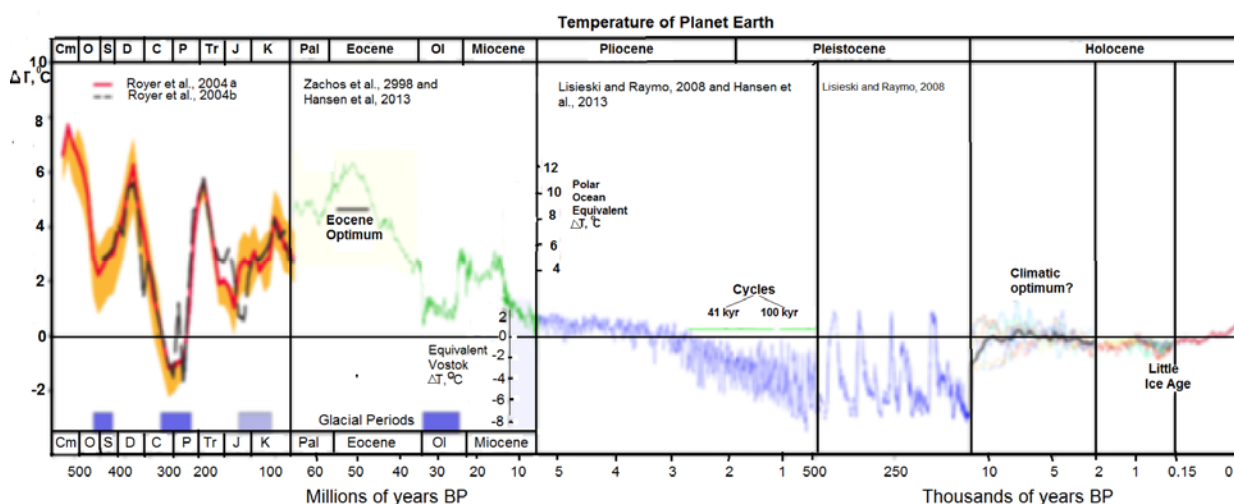


Рис. 2. Оценки глобальной средней температуры приземного воздуха за 540 миллионов лет [3]. Основные данные на рисунке получены из измерений стабильных изотопов кислорода в ископаемых раковинах: 540–66 млн лет [3]; 65–5.3 млн лет [4, 5]; 5.3–1 млн лет [4, 5]; 1 млн лет – 20 тыс. лет [4]; 20 тыс. лет – настоящее время – 2015 г. (5 наборов данных).

В работе [6] построена непрерывная запись (рис. 3) изменения глобальной температуры за последние 540 млн лет, полученная на основе 1) данных по изотопам кислорода, полученных на основе изменения распределения литологических индикаторов климата и 2) оценок тропических изменений температуры, полученных на основе изотопов кислорода. Представленная модель глобальной температуры включает оценки глобальной средней температуры, изменяющихся тропических температур, температур глубокого океана и полярных температур.

Следует отметить, что модель во многих отношениях аналогична температурной истории, полученной ранее на основе изучения изотопов кислорода, но эта модель не предсказывает экстремально высокие температуры для раннего палеозоя (первая эра фанерозойского эона).

В работе [7] по астрономически датированной совокупности данных изотопов ^{13}C , ^{18}O в фораминиферах из океанических кернов с высоким разрешением на точной временной шкале получена глобальная климатическая кривая, охватывающая последние 66 млн лет (Кайнозойская эра), построенная путём объединения: 1) оценок изменения градиента температуры от полюса к экватору, полученных на основе литологических индикаторов климата и 2) оценок тропических изменений температуры, полученных на основе изотопов кислорода. Оказалось, что в течение эпохи кайнозоя (66 млн лет) глобальный климат резко менялся несколько раз. Сейчас мы живем в умеренно теплую фазу ледникового периода (голоцена).

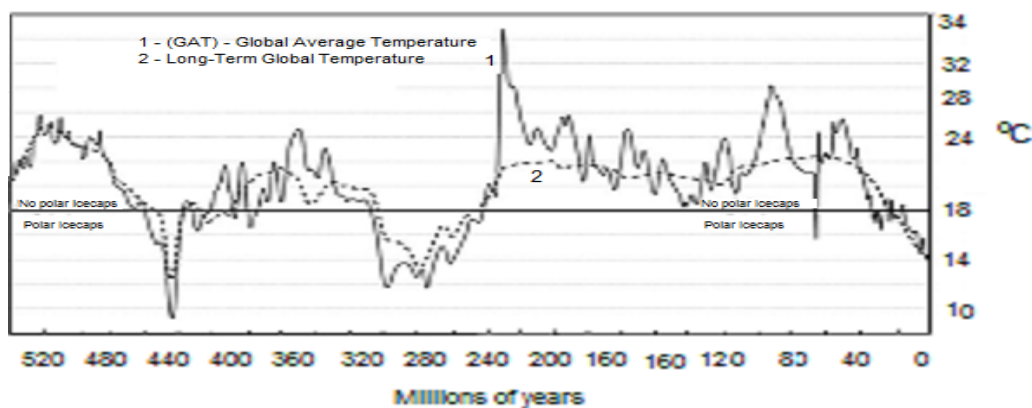


Рис. 3. Глобальная средняя температура фанерозоя (GAT): непрерывная линия 1 – глобальная средняя температура, пунктирная линия 2 – долговременное изменение температуры, полученное на основе изменений температурного градиента от полюса до экватора (разрешение этой версии шкалы времени составляет 1 миллион лет) [6].

Авторы статьи [7] делают вывод, что антропогенная деятельность человека движет нашу планету к температурному рекорду за последние 60 млн лет. Представляется, что такой вывод на основании представленных климатических данных является преждевременным. Отметим также, исходя из представленных данных, что кратковременное воздействие человека на климат не может быть сравнимо с мощностью природного воздействия на протяженной временной шкале.

Тем не менее проблема окончания современного межледниковья широко обсуждается в различных источниках. Следует обратить внимание, что с начала прошлого века средняя температура на нашей планете медленно росла, но на рубеже 70–80-х годов в Арктике, а в 90-х годах в Антарктиде начался быстрый рост температуры. И это не антропогенный рост, а естественный, поскольку в этих регионах вообще нет промышленности и нет антропогенных выбросов.

По прогнозам Межправительственной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК), если ничего не менять, то концентрация парниковых газов будет нарастать, и к 2100 году средняя глобальная температура вырастет на 2,6–4,8 градуса по сравнению с периодом 1961–1990 годов [8],

что станет катастрофой для многих регионов Земли, вызовет природные катаклизмы – засуху, затопление стоящих на берегу морей мегаполисов, оттаивание вечной мерзлоты и прочие напасти. Чтобы этого не допустить, вписаться в более благоприятные сценарии (рост температуры не более 1,5–2 градуса), человечеству придется приложить массу усилий.

Особенно большое беспокойство вызывает перспектива исчезновения ледниковых покровов и разрушения вечной мерзлоты, что приведёт к катастрофическому уровню Мирового океана. Анализ проблем оледенения и изменения климата на земном шаре проведён в работе [9], в которой проанализированы оледенения, судьба биосферы и циклическое изменение климата на интервале последних 700 млн лет.

Глобальные факторы, которые вызывают изменения климата на всей планете, можно подразделить на 1) космопланетарные, 2) астропланетарные (астрономические) и 3) геопланетарные [10].

Космопланетарные факторы – это факторы, которые влияют на орбитальные параметры Солнечной системы и нашей Галактики в целом. К ним следует отнести, прежде всего, обращение Солнечной системы вокруг центра Галактики с периодом около 200 миллионов лет [11]. В эту группу глобальных факторов включают и обращение нашей Галактики вокруг Метагалактического центра с предполагаемым периодом 1.3 млрд. лет.

К астрономическим факторам относят: 1) изменение эксцентриситета (сжатости) орбиты Земли с периодом около 100 тыс. лет; 2) изменение наклона оси вращения планеты по отношению к плоскости эклиптики с периодом 40.7 тыс. лет; 3) прецессию – медленное вращение земной оси, вызванное гравитационным воздействием Луны и Солнца с периодом 20 тыс. лет, что было учтено при разработке астрономической теории колебаний глобального климата [12].

Геосферные факторы определяются изменчивостью состава, строения и морфологических характеристик оболочек Земли, реагирующих как на внешние воздействия, так и на процессы, происходящие внутри планеты и на её поверхности. Действия геосферных факторов носят характер обратной реакции основных геосфер Земли на внешние возмущения климатической системы.

Общая интегрально-динамическая модель изменения глобального климата, разработанная в работе [13], представлена на рис. 4.

Графики отражают следующие динамические особенности теплового состояния земной поверхности: а) экстремальные периоды потепления и похолодания климата ограничиваются глобальными температурами -2 и $+2$ °С; б) оптимальные климатические условия на фоне всех циклов продолжительностью от 20 тыс. лет до 1,2 млрд лет укладываются в тот же диапазон температур ± 2 °С; в) каждый временной цикл представляет собой осреднённую гармонику совокупности циклов меньшей продолжительности. Предложенная концептуальная модель объясняет глобальные экологические катастрофы, приуроченные к фанерозою.

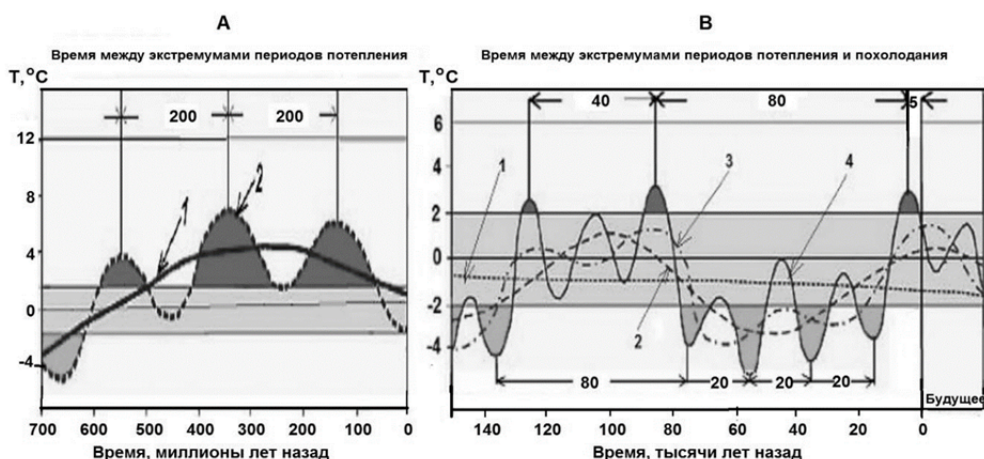


Рис. 4. Схема взаимосвязи между двумя основными космопланетарными факторами формирования глобального климата (ход кривых различных циклов): **А)** 1 – период около 1,3 млрд. лет, 2 – период около 200 млн. лет; **В)** 1 – период 200 млн лет, 2 – период 100 тыс. лет, 3 – период 40.7 тыс. лет, 4 – период 20 тыс. лет. Выделена область оптимальных климатических условий (диапазон температур $\pm 2^{\circ}\text{C}$) и эпохи потеплений и похолоданий.

Заключение

В настоящее время Земля переживает конец (закончила?) межледникового периода в рамках четвертичного оледенения.

Из результатов, представленных на рис. 1–3, нельзя сделать однозначного вывода о резком наступлении похолодания после окончания современного межледникового периода, и тренд глобальной температуры на рис. 4 свидетельствует о том, что мы, по-видимому, находимся на фазе максимального потепления в настоящее время. Но за современным потеплением должно последовать начало следующего оледенения. По-видимому, Земля входит в новое состояние климата.

Литература

1. Zachos J. et al. // Science. V. 292 (5517). P. 686–693. 2021.
2. Osman M.B. et al. // Nature. V. 599, P. 239–244. 2021.
3. Royer D.L. et al. // GSA Today. V. 14, No. 3, P. 4–10. 2004.
4. Lisiecki L.E. and Raymo M. // Paleoclimatology and Paleoclimatology. 2005. V. 20(1). DOI:10.1029/2004PA001071.
5. Hansen et al. // Phil. Trans. Roy. Soc. A. V. 371, 20120294. 2013. doi:10.1098/rsta.2012.0294.20294.
6. Scotese C.R. et al. // Earth-Science Reviews. V. 215 (103503). 2021.
7. Westerhold T. et al. // Science. V. 369, P. 1383–1387. 2020.
8. <https://www.nature.com/articles/d41586-020-01125-x>.
9. Алексеев В.Р. // Наука и техника в Якутии. № 2 (41), С. 92–109. 2021. DOI: 10.24412/1728-516X-2022-1-92-101.
10. Шепелев В.В. // География и природные ресурсы. № 3, С. 138–142. 1999.
11. Shapley H. and Ames A. // Ann. Harv. Coll. Obs. V. 88, № 2, P. 121–135. 1932.
12. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебания климата. М.–Л., 207 с. 1939.
13. Балобаев В.Т., Шепелёв В.В. // Докл. Академии наук. Т. 379, № 2, С. 247–251. 2001.

ПРОДОЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ГОРЯЧИХ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ

**Дертеев С.Б., Шивидов Н.К., Сапралиев М.Е.,
Бембитов Д.Б., Михалыев Б.Б.**

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

LONGITUDINAL OSCILLATIONS IN HOT CORONAL LOOPS

**Derteev S.B., Shividov N.K., Sapraliev M.E.,
Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B.**

Kalmyk State University, Elista, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-95-98>

Longitudinal oscillations in hot post-flare coronal loops are studied in a nonlinear hydrodynamic approximation. To explain its fast damping, a thermal conductivity mechanism is used, which is important at high temperatures. In the case of a large amplitude, the numerical simulation shows that the nonlinear approach gives a greater coincidence of the results with the observational data than the linear approximation.

Продольные колебания

Поперечные и продольные волны в корональных петлях наблюдаются повсеместно в различных диапазонах электромагнитного излучения [1]. Продольные волны наблюдаются как движущиеся неоднородности и интерпретируются как области сжатия плазмы. При их теоретическом исследовании используется представление медленных магнитозвуковых или акустических волн. Волны сжатия имеются в различных корональных структурах, корональных дырах и петлях, в настоящей работе берутся полевспышечные горячие корональные петли [2–3], где используется аппарат стоячих продольных волн [2, 4]. Наблюдения горячих петель дают довольно большой перечень событий с указанием многих физических параметров петель и их колебаний, например, Wang et al. [3]. Полученные данные позволяют оценивать параметры горячей корональной плазмы, а также изучать роль физических эффектов в наблюдаемых явлениях.

Нами составлена сводная таблица параметров нескольких событий из этой работы, приводимая ниже. События сильно разнятся по величине скорости плазмы. Например, в петле 5 она составляет 2.4% значения звуковой скорости, а в петле 7 – уже 17%. Понятно, что во втором случае скорость плазмы нельзя считать малой, и при описании колебаний необходим нелинейный подход. Ранее при оценке параметров колебания в работе [5] мы использовали линейное приближение, основной задачей настоящей работы является изучение стоячих продольных волн в горячих корональных петлях с помощью нелинейного подхода. Имеет смысл проверить резуль-

таты нелинейного подхода на примерах малой и большой амплитуды, чтобы оценить величину ошибки расчетов линейного приближения.

Таблица параметров волн сжатия в горячих корональных петлях
(по данным работы Wang et al. 2007 [3].)

Номер петли	Длина петли (тыс. км)	Температура (МК)	Электронная плотность (10^9 см^{-3})	Скорость плазмы (км с^{-1})	Период (мин)	Время затухания (мин)
1	134	6.6 ± 0.1	5.2 ± 0.1	21	12.9 ± 0.2	18.1 ± 3.1
2	275	6.5 ± 0.3	4.3 ± 0.5	36	18.3 ± 0.7	19.9 ± 4.2
3	92	7.0 ± 0.3	14.1 ± 0.8	14	8.1 ± 0.1	19.8 ± 5.0
4	74	6.4 ± 0.9	10.4 ± 2.0	17	8.5 ± 0.2	7.4 ± 1.7
5	98	6.3 ± 0.9	11.1 ± 2.3	8	9.3 ± 0.3	19.1 ± 9.2
6	82	6.3 ± 0.5	7.8 ± 0.9	30	8.1 ± 0.3	7.2 ± 1.8
7	135	5.9 ± 0.3	5.6 ± 0.5	61	13.3 ± 0.7	8.1 ± 2.3

Постановка задачи

Для описания волн используются уравнения одномерной газовой динамики с учетом эффекта теплопроводности, играющего важную роль в поведении волн при высоких температурах:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} &= 0, \\
 \frac{\partial p}{\partial t} + v_x \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial v_x}{\partial x} &= (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \\
 p &= \rho \frac{RT}{M},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, $M = 0.62 \text{ г моль}^{-1}$ – молярная масса. Для коэффициента теплопроводности берется классическое спитцеровское выражение

$$\kappa(T) = 2.28 \times 10^{-6} T^{5/2} \text{ эрг см}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-1}. \tag{2}$$

Аналогично работам [2, 4] численно решается задача о продольных колебаниях корональной петли на фундаментальной моде, $0 < x < L$, L есть длина петли. Используются следующие начальные

$$\begin{aligned}
 \rho(x, 0) &= \rho_0(1 - \varepsilon \sin(\pi x/L)), \\
 p(x, 0) &= p_0(1 - \varepsilon \gamma \sin(\pi x/L)), \\
 v_x(x, 0) &= -\varepsilon C_s \sin(\pi x/L)
 \end{aligned} \tag{3}$$

и граничные условия.

$$\begin{aligned}
 \rho(0, t) &= \rho(L, t) = \rho_0, \\
 p(0, t) &= p(L, t) = p_0, \\
 v_x(0, t) &= v_x(L, t) = 0
 \end{aligned} \tag{4}$$

Величины ρ_0 и p_0 есть равновесные значения плотности и давления. $C_s = \sqrt{\gamma RT_0/M}$ – звуковая скорость. Безразмерный параметр ε определяет отношение амплитуды скорости плазмы к звуковой скорости. Уравнения решаются при помощи программного пакета PLUTO.

Результаты моделирования

На рисунках 1 и 2 показаны линейные колебания, полученные из дисперсионного уравнения, и нелинейные колебания, полученные посредством численного моделирования. На рисунке 1 представлено событие, обозначенное как петля 5 в приведенной таблице данных наблюдений. Эти колебания имеют относительно малую амплитуду, результаты расчетов позволяют интерпретировать их как линейные.

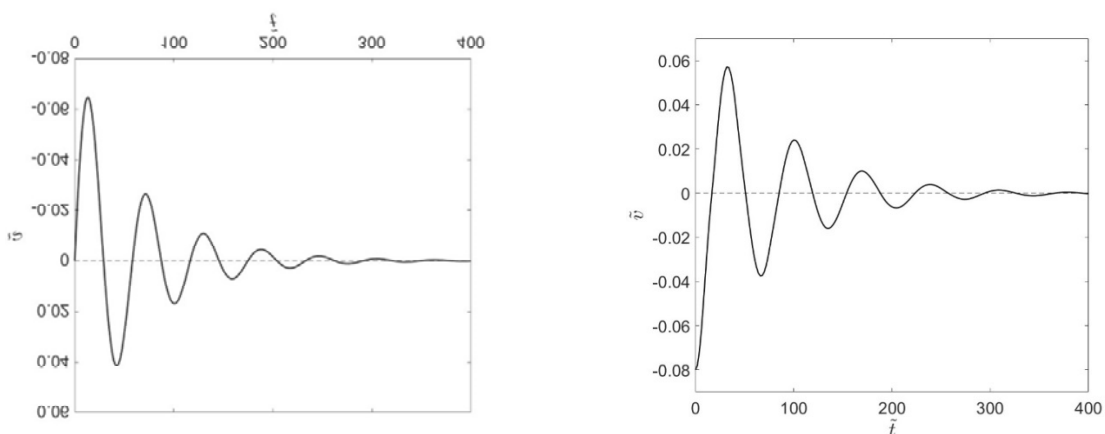


Рис. 1. Моделирование колебаний петли 5 в линейном и нелинейном приближении.

На рисунке 2 показано колебание петли 7, имеющее большую амплитуду. Если в линейном приближении расчетное время затухания равно 15.3 мин, то в нелинейном получается 8.3 мин, что находится в согласии с наблюдением. В данном примере нелинейный подход дает адекватный результат.

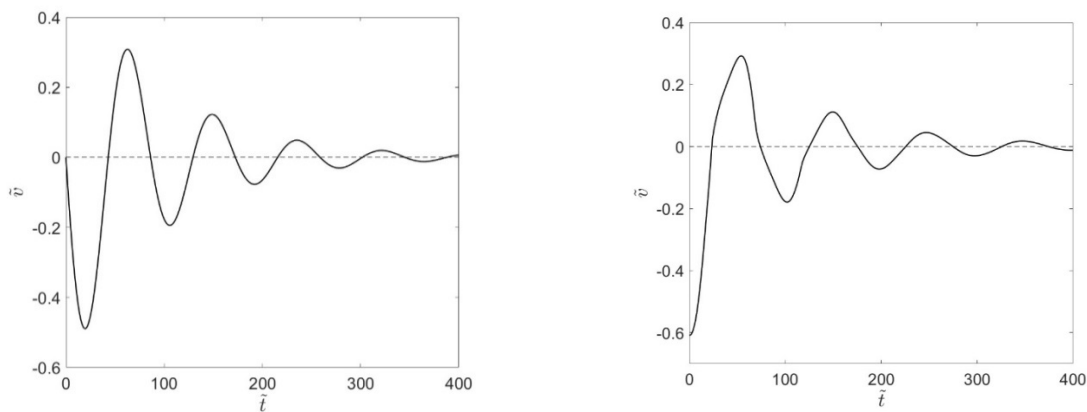


Рис. 2. Колебания петли 7 в линейном и нелинейном приближении.

Исследование выполнено по госзаданию Минобрнауки РФ (№ 075-03-2023-121/3 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

1. *Nakariakov V.M., Kolotkov D.Y.* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 2020. V. 58. P. 441.
2. *Ofman L., Wang T.* // *Astrophys. J.* 2002. V. 580. P. L85.
3. *Wang T., Innes D.E., Qiu J.* // *Astrophys. J.* 2007. V. 656. P. 598.
4. *De Moortel I., Hood A.W.* // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 408. P. 755.
5. *Mikhalyaev B., Derteev S., Shividov N., et al.* // *Solar Phys.* 2023. V. 298. 102.

**АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ
ПО ДАННЫМ СТАНЦИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
АВРОРАЛЬНОЙ ЗОНЫ ЗА ДЛИТЕЛЬНЫЙ ПЕРИОД**

Долгачева С.А., Егорова Л.В.

*Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
Санкт-Петербург, Россия*

**ANALYSIS OF IONOSPHERIC PARAMETERS ACCORDING
TO THE DATA OF THE VERTICAL SOUNDING STATION
OF THE AURORAL ZONE FOR A LONG PERIOD**

Dolgacheva S.A., Egorova L.V.

*Geophysics Department of Arctic and Antarctic Research Institute,
Saint-Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-99-102>

*Statistical analysis methods were used to analyze the ionogram parameters of the auro-
ral station Dixon for the years 1967–1986 and 2013–2023. A comparison was made between
experimental data describing the ionosphere depending on the solar cycle number (20, 21, 24
and 25). The behavior features of individual ionospheric layers' parameters were identified
depending on solar energy flux and geomagnetic activity indices. The results of the experi-
ment were compared with model data, which showed the need for correction of input param-
eters.*

Полярный геофизический центр института Арктики и Антарктики (ААНИИ) хранит и собирает данные сети мониторинга геофизической обстановки, в которую входят 11 станций Росгидромета и ФГБУ «ААНИИ» [1]. Для авроральной станции Диксон (DIX 73.54° N; 80.56° E) были оцифрованы исторические данные вертикального зондирования ионосферы с 1966 по 1986 года (рис. 1).

В данной работе проводится анализ критических частот E и F области ионосферы для всего временного ряда. Представляет интерес сравнение между собой параметров ионосферы в эпохи "пониженной" (24, 25 солнечных циклы) и "повышенной" (20, 21) солнечной активности.

Для анализа временного ряда использовались относительное число солнечных пятен W и индексы геомагнитной активности Kp, AE, Dst. Так же был проведен расчет параметров ионосферы с помощью модели IRI. Данные разделялись по циклам солнечной активности и уровням возмущенности магнитного поля.

Среднегодовой тренд в дневные и ночные часы для 20 и 21 СЦ выше чем для 24-го СЦ, а среднегодовые тренды для текущего, 25-го цикла, на уровне 20-го СЦ (рис. 1). В расчётах модели IRI так же заметны изменения среднегодовых значений частот (рис. 2). Однако, часовые расчетные значе-

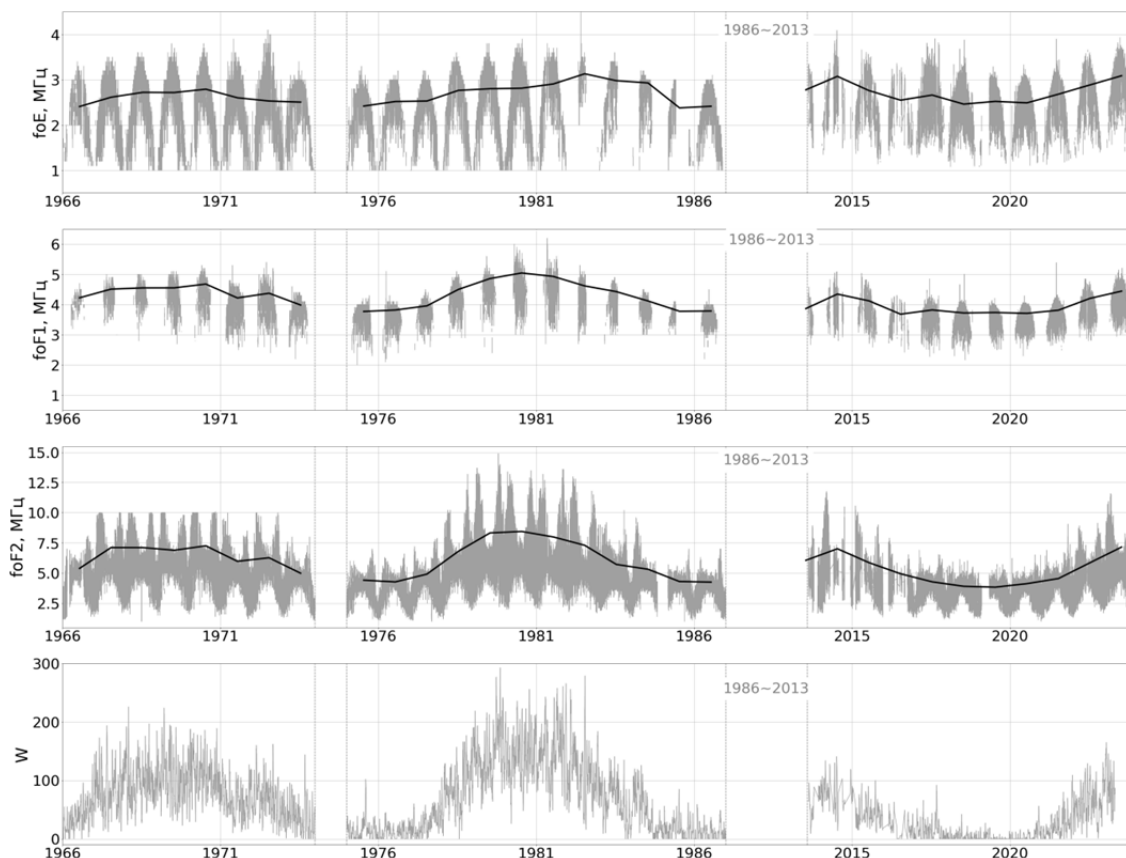


Рис. 1. Критические частоты для E и F области ионосферы и число Вольфа за период 1966–2023 года. Часовые данные и среднегодовой тренд.

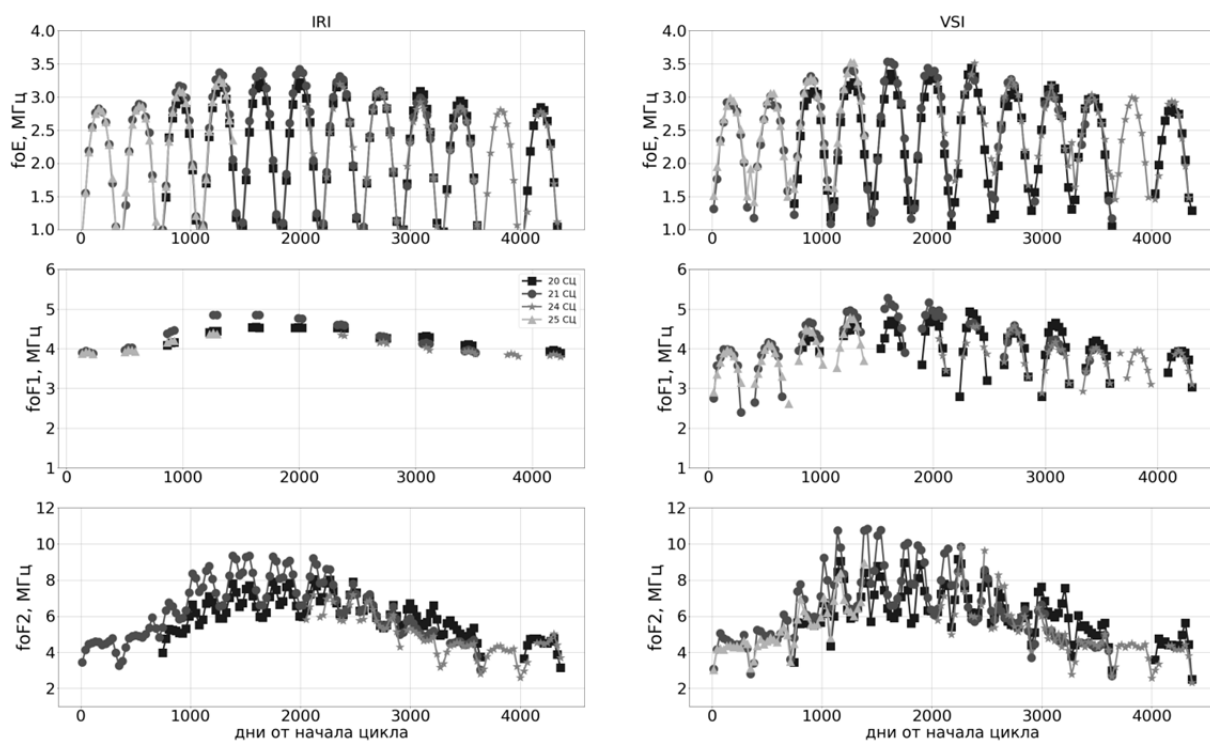


Рис. 2. Среднемесячные значения критических частот и числа Вольфа. Все имеющиеся циклы СА наложены друг на друга. Слева направо: расчёты модели IRI за дневные часы, экспериментальные данные дневные часы, экспериментальные данные ночные часы.

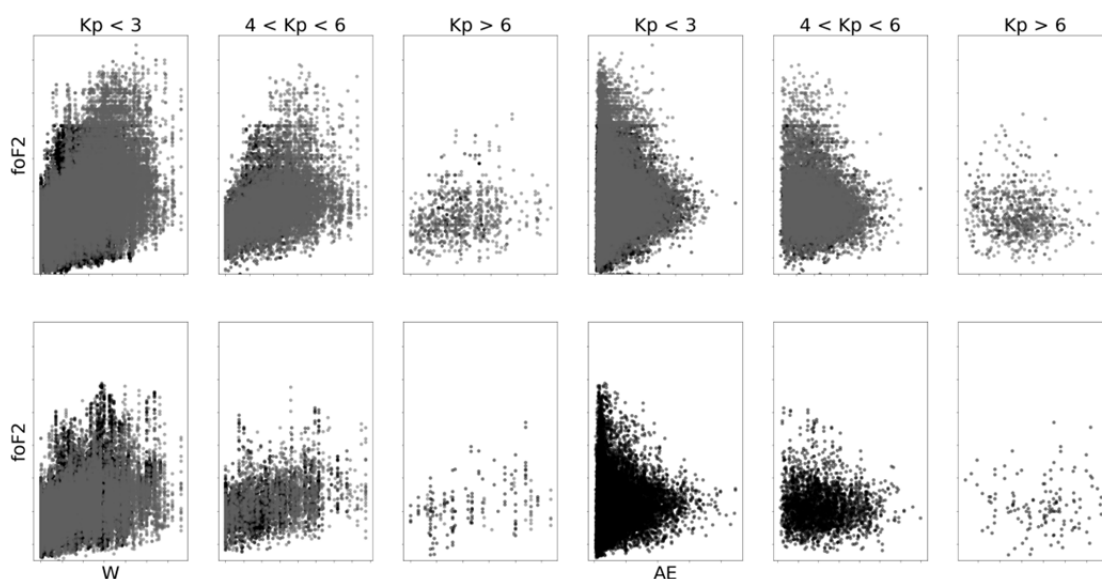


Рис. 3. Отношение критической частоты слоя F2 с числом Вольфа и AE-индексом. Сверху и снизу эпохи "пониженной" (24, 25 солнечных циклы) и "повышенной" (20, 21) солнечной активности. Чёрные точки – 20 и 24 СЦ, серые – 21 и 25.

ния частот ниже, чем экспериментальные данные, что подтверждается коэффициентами корреляции. Лучшие коэффициенты корреляции экспериментальных и расчетных критических частот – для среднемесячных значений [$foE = 0.98$, $foF1 = 0.99$, $foF2 = 0.93$ против 0.95, 0.85 и 0.67 для часовых значений].

При разделении на три уровня возмущенности магнитного поля по Kp, наилучшие результаты получились для среднего уровня возмущенности (рис. 3). Так же по рис. 3 заметно, что отношение между индексами и частотами не сильно меняются от цикла к циклу.

Уровень корреляции с числом Вольфа для среднегодовых трендов одинаково высок для критических частот всех трёх слоёв – от 0.92 до 0.99 для ночных и дневных часов. Корреляция с AE и Dst-индексами плохая.

Прослеживается зависимость среднегодового тренда критических частот E и F слоёв ионосферы на станции Диксон от среднегодового тренда количества солнечных пятен – в годы пониженной СА частоты ниже, чем в годы повышенной СА. Различается статистический разброс критической частоты F2 слоя в эпохи «пониженной» и «повышенной» СА, для слоёв E и F1 изменения не так выражены.

Acknowledgments

The results presented in this paper rely on geomagnetic indices calculated and made available by ISGI Collaborating Institutes from data collected at magnetic observatories. We thank the involved national institutes, the INTERMAGNET network, World Data Center for Geomagnetism, Kyoto, and ISGI (isgi.unistra.fr), National Centers for Environmental Information, NOAA U.S. Department of Commerce

"Simulation results have been provided by the Community Coordinated Modeling Center (CCMC) at Goddard Space Flight Center through their publicly available simulation services (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov>). The IRI-2016 Model was developed by the D. Bilitza, Min-Yang Chou, Jia Yue at the NASA GSFC.", [git://github.com/timduly4/pyglow.git](https://github.com/timduly4/pyglow.git)

Литература

1. ФГБУ "АНИИ". Геофизические исследования в высоких широтах / А.С. Калишин, Н.Ф. Благовещенская, О.А. Трошичев, А.В. Франк-Каменецкий // Вестник Российского фонда фундаментальных исследований. 2020. № 3-4(107-108). С. 60-78. DOI 10.22204/2410-4639-2020-106-107-3-4-60-78. – EDN CEQHNB.
2. Ишков В.Н. Периоды «пониженной» и «повышенной» солнечной активности: наблюдательные особенности и ключевые факты // Сб. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», под ред. Ю.А. Наговицына, Изд. ВВМ, СПб, 2013, с. 111 – 114, http://www.gao.spb.ru/russian/publ-s/conf_2013/conf_2013.pdf
3. Вовк, В.Я. Эффекты солнечной и геомагнитной активности в долговременных вариациях ионосферных параметров авроральной зоны в 1963 - 1986 гг. / В.Я. Вовк, Л.В. Егорова // Геомагнетизм и аэрономия. 2010. Т. 50, № 4. С. 486-491. EDN MTJAJR.
4. Matzka, J., Stolle, C., Yamazaki, Y., et al. The geomagnetic Kp index and derived indices of geomagnetic activity // Space Weather, 2021. <https://doi.org/10.1029/2020SW002641>
5. Matzka, J., Bronkalla, O., Tornow, K., et al. || Geomagnetic Kp index. 2021. V. 1.0. GFZ Data Services, <https://doi.org/10.5880/Kp.0001>
6. Clette, F., Lefevre, L. The New Sunspot Number: assembling all corrections // Solar Physics, 2016, 291, <https://doi.org/10.1007/s11207-016-1014-y>
7. Tapping, K.F. The 10.7 cm solar radio flux (F10.7) // Space Weather, 2013, 11, 394-406, <https://doi.org/10.1002/swe.20064>

ВАРИАЦИИ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА (MICROSTREAMS) В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И В УДАЛЕННЫХ ОБЛАСТЯХ ГЕЛИОСФЕРЫ

Ерофеев Д.В.

Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

VARIATIONS OF SOLAR WIND VELOCITY (MICROSTREAMS) IN NEAR-EARTH SPACE AND IN DISTANT HELIOSPHERE

Erofeev D.V.

Institute of Applied Astronomy of the RAS, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-103-106>

We compare microstreams (solar wind velocity variations with time scales \sim day) observed in near-Earth heliosphere with those observed by Ulysses spacecraft at distances of 1.9 to 5.4 AU, in particular, in polar wind. It is found that microstreams observed near Earth and in polar wind show similar variations of transversal velocity, proton temperature, density, and magnetic pressure, and these variations tend to decrease with increasing distance. In addition, microstreams indicate compressions (rarefactions) at leading (tailing) fronts. However, microstreams in low-latitude zone at distances \approx 5 AU show little or no such compressions.

Микропотоками (*microstreams*) были названы возрастания скорости с амплитудой в десятки км/с и временным масштабом порядка суток, наблюдавшиеся КА Ulysses в полярном солнечном ветре (СВ) в периоды минимумов солнечного цикла [1, 2]. В [2] было показано, что микропотоки связаны с вариациями параметров плазмы (плотности, температуры, изотопного состава и др.) и имеют сжатия и разрежения на переднем и заднем фронтах, хотя и менее выраженные по сравнению с областями взаимодействия быстрого и медленного СВ. Позднее было найдено, что микропотоки, вероятно, связаны с полярными джетами и с быстрыми инверсиями радиального магнитного поля (*switchbacks*) [3, 4]. Поскольку неоднородности скорости СВ с масштабом порядка суток имеют место и в низкоширотном СВ (мы будем называть их также микропотоками), интересно сравнить характеристики этих структур на разных гелиоширотах и разных гелиоцентрических расстояниях. Такое сравнение частично (не касаясь мелкомасштабной структуры микропотоков) проделано в настоящей работе.

Для наших целей использованы измерения СВ в околоземной гелиосфере из базы данных OMNI-2 и измерения КА Ulysses за 1992–2008 гг. Данные содержат часовые значения вектора скорости \mathbf{V} (в системе отсчета RTN), плотности N_p и температуры T_p протонов, а также вектора магнитного поля \mathbf{B} . Предварительная обработка данных состояла в отборе тех интервалов времени, когда СВ был сравнительно спокойным (отсутствовали сильные возмущения). Затем из данных Ulysses было сформировано три

выборки. Две из них (далее обозначаемые U1 и U2) включают измерения, полученные в периоды вблизи минимумов солнечного цикла в полярном ветре (в тех областях, где отсутствовала секторная структура ММП и медленный СВ). Выборка U1 охватывает гелиографические широты от 35° до 60° и интервал гелиоцентрических расстояний $2.9 < D < 4.5$ АЕ, а U2 - широты $60^\circ - 80^\circ$ и $1.9 < D < 3.2$ АЕ. Третья выборка (ниже обозначаемая U3) включает данные, полученные на широтах ниже 35° и $4.5 < D < 5.4$ АЕ. Т.к. выборки U1 и U2 содержат исключительно данные о быстром СВ, из U3 и из данных об околоземном СВ (обозначим их NE) были исключены измерения в медленном СВ. При анализе данных применялось разбиение их на короткие временные интервалы длиной 4 сут. Поскольку параметры плазмы (кроме скорости) сильно зависят от D , мы рассматриваем их вариации по отношению к средним значениям для каждого 4-суточного интервала.

Для исследования применен метод наложенных эпох (МНЭ), который делался по следующей схеме: (1) Для каждого интервала длиной 4 сут. по сглаженной временной зависимости вариаций скорости $\delta V_R(t)$ находится момент максимума t_{MAX} ; (2) Временные зависимости δV_R и всех других параметров (не сглаженные) приводятся к шкале временных лагов $\Delta t = t - t_{MAX}$; (3) Производится усреднение по множеству 4-суточных интервалов, что дает усредненные зависимости всех параметров от Δt . Аналогично делается МНЭ для минимумов δV_R . Результаты МНЭ удобно представить в виде годографов – зависимостей, связывающих каждый из параметров с δV_R . При этом результаты МНЭ для максимумов и минимумов скорости комбинируются таким образом, чтобы интервалы временных лагов были ограничены теми значениями Δt , при которых $\delta V_R(\Delta t)$ обращается в ноль.

На рис. 1 показаны полученные с помощью МНЭ зависимости между вариациями плотности δN_p и скорости δV_R (слева), а также температуры δT_p и скорости δV_R (справа): красным – для околоземного СВ, зеленым и синим – для полярного СВ в интервалах широт $35-60^\circ$ и $60-80^\circ$ (напомним, что вариации всех параметров, кроме скорости – относительные). Каждая из показанных на рис.1 зависимостей демонстрирует (1) изменение соответствующего параметра, происходящее в теле микропотоков и связанное с δV_R приблизительно линейной зависимостью, и (2) наличие значительного гистерезиса, который очевидно связан с присутствием сжатий и разрежений в областях больших градиентов скорости на передних и задних фронтах микропотоков (на рис. 1 переднему фронту соответствуют верхние ветви годографов). Аналогичными свойствами обладают годографы для газового и магнитного давлений, однако зависимость между δV_T и δV_R показывает только их линейную связь без заметного гистерезиса. Годографы для выборки U3 (не показаны) существенно отличаются тем, что все они не

имеют заметного гистерезиса, т.е. микропотоки в низкоширотной зоне и $D \approx 5$ АЕ не обладают уплотнениями и разрежениями на фронтах.

На рис. 1 также можно заметить, что амплитуда изменения скорости в микропотоках по разным выборкам данных получается разной. Оценки показывают, что амплитуда скорости падает от 56 км/с в околоземном ветре до 32 км/с на расстоянии $D = 2.5$ АЕ, и затем, более медленно, до 25 км/с на $D = 4.9$ АЕ. Амплитуда изменения трансверсальной скорости также уменьшается с расстоянием, от 10 км/с до практически нулевого значения.

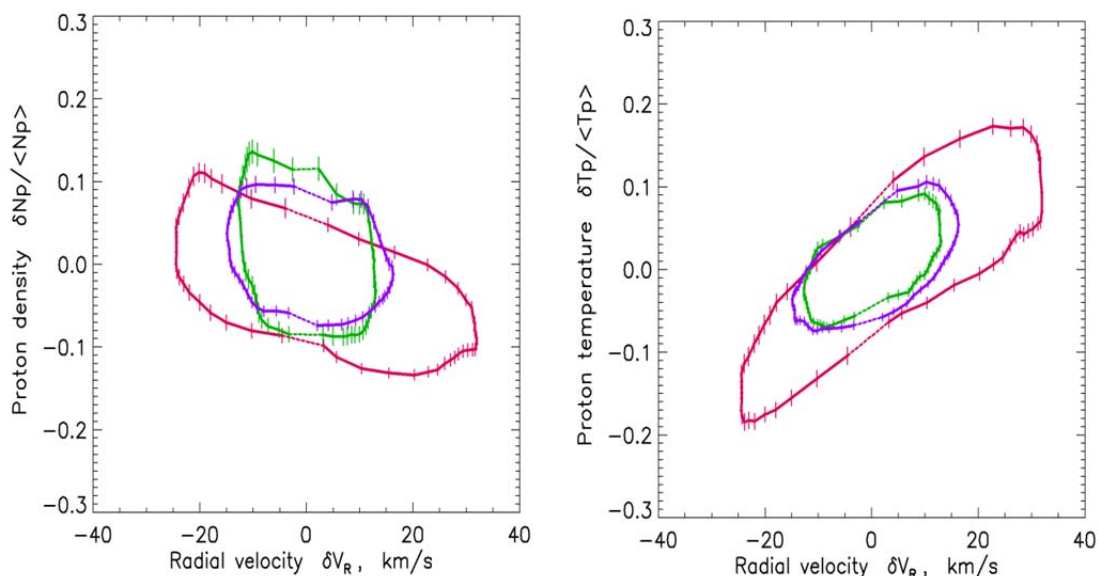


Рис. 1.

Исходя из результатов МНЭ, для всех выборок данных были оценены амплитуды вариаций параметров плазмы внутри микропотоков, т.е. вариаций, линейно связанных с вариациями скорости (амплитуда может быть >0 или <0 , в зависимости от знака корреляции между вариациями параметра и δV_R). Полученные значения амплитуд рассмотрим в зависимости от D , поскольку их изменения с расстоянием оказались более гладкими по сравнению с гелиоширотными. На рис. 2, слева показаны амплитуды вариаций плотности и температуры (синяя и красная линии), а справа – газового P_g и магнитного B^2 давлений (черная и зеленая линии), в зависимости от D . Как можно видеть, для микропотоков характерно возрастание температуры и уменьшение плотности протонов с ростом скорости, и это свойство сохраняется во всем диапазоне расстояний от 1 до ≈ 5 АЕ. Так как изменение температуры больше по абсолютной величине, в микропотоках происходит некоторое возрастание давления плазмы P_g , по крайней мере при $D < 4$ АЕ. Однако при возрастании V_R магнитное давление уменьшается, что отчасти компенсирует возрастание P_g , так что микропотоки можно отнести к классу сбалансированных по давлению структур (PBS). Отметим также, что

амплитуды вариаций плотности и температуры изменяются с расстоянием примерно пропорционально изменению амплитуды радиальной скорости.

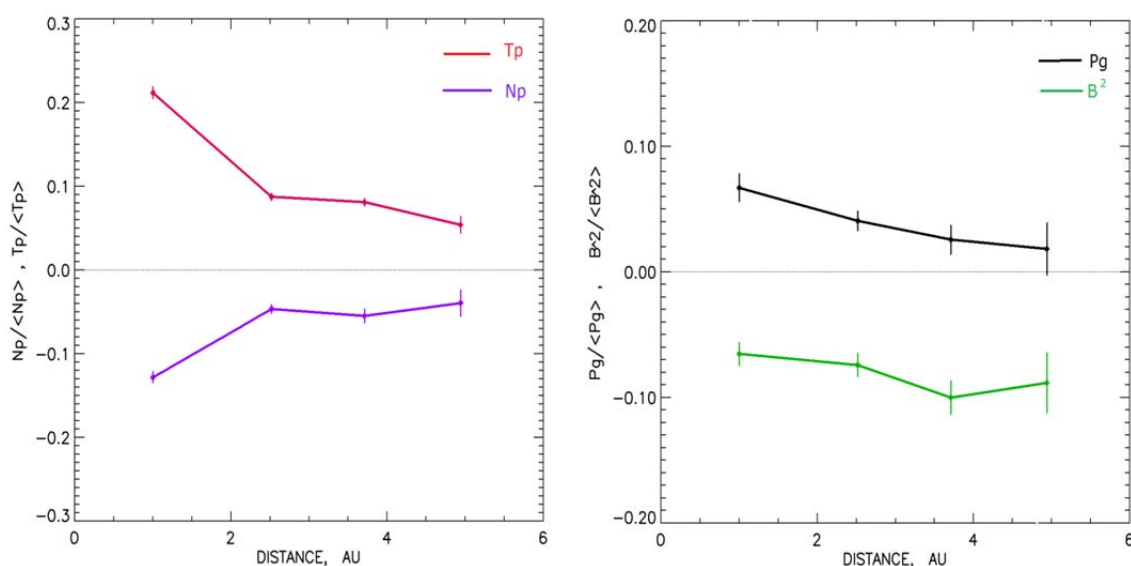


Рис. 2.

По результатам МНЭ, были также оценены амплитуды вариаций параметров за счет сжатий и разрежений на фронтах микропотоков. Значения амплитуд, полученные по выборкам данных NE, U1 и U2 (т.е. для $1 \leq D < 4$ АЕ), почти не зависят от расстояния и составляют ≈ 0.15 для плотности и температуры, и ≈ 0.3 для магнитного и плазменного давлений. Однако в случае выборки U3 ($D \approx 5$ АЕ, широты ниже 35°) амплитуды изменения всех параметров падают до близких к нулевым значениям, т.е. сжатия и разрежения выражены гораздо слабее или отсутствуют. Маловероятно, чтобы столь сильное изменение свойств микропотоков произошло только за счет относительно небольшого возрастания расстояния. По-видимому, в данном случае играет роль структурное различие между сравнительно однородным полярным и более неоднородным низкоширотным СВ.

Использованные в работе экспериментальные данные взяты из архивов NASA GSFC (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>)

Литература

1. McComas, D.J. et al. // JGR, 1995, V. 100, A10, P. 19, 893-19, 902
2. Neugebauer, M. et al. // JGR, 1995, V. 100, A12, P. 23, 389-23, 395
3. Neugebauer, M. // Astrophys. J., 2012, V. 750:50
4. Neugebauer, M. & Sterling, A.C. // Astrophys. J. Lett., 2021, V. 920:31

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Живанович И., Соловьев А.А., Миллер Н.О.

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

LONG-PERIOD OSCILLATIONS OF THE MAIN PARAMETERS OF THE SUNSPOT

Zhivanovich I., Solov'ev A.A., Miller N.O.

Main (Pulkovo) observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-107-110>

An algorithm for automatically constructing long-term (up to 9 days) timeseries of changes in the main parameters of sunspots has been developed. These timeseries include the strength of the magnetic field and the brightness in the center of the sunspot, the area of the sunspot umbra, the strength of the magnetic field and the brightness at the boundary between the umbra and penumbra of the sunspot.

The resulting timeseries were studied using Fourier analysis and the SSA method. As a result, periods of oscillations of the strength of the magnetic field and the brightness in the center of the sunspot and at the boundary between the umbra and penumbra of the sunspot and the area of sunspot umbra were obtained.

The antiphase nature of the change of the strength of the magnetic field and the area of the sunspot umbra indicates that the physical nature of the oscillations obtained are the vertical displacements of the sunspot with periods from 15 to 30 hours.

В работе исследованы колебания основных физических параметров солнечных пятен: напряженность магнитного поля и интенсивность в континууме в центре солнечного пятна, и на границе между тенью и полутенью, а также площадь тени пятна. Для исследования необходимо получить временные ряды указанных параметров с большой длительностью по времени и получаемых в одинаковые моменты времени. По этой причине в качестве исходных данных были выбраны наблюдения, выполненные на инструменте HMI на борту космического аппарата SDO [1–3], данные которого позволяют получать одномоментные наблюдения магнитного поля и интенсивности в континууме. Эти наблюдения обладают высоким пространственным разрешением (порядка 1 угловой секунды) и высоким временным разрешением (12 минут). Важным преимуществом космического аппарата является непрерывность наблюдений.

В качестве объекта изучения было взято пятно в активной области NOAA 12995, выбранные временные интервалы наблюдений этого солнечного пятна таковы: 2022.04.20 21:00 – 2022.04.29 15:00.

Следующим этапом исследований было автоматическое построение временных рядов для указанных физических параметров солнечного пятна. Для определения границы между тенью и полутенью солнечного пятна

строились карты с градиентом измеряемой величины (интенсивности или напряженности магнитного поля) для каждого момента времени, затем определялись те области карты, где градиент был максимален. Таким образом, была получена карта с изображением границы солнечного пятна.

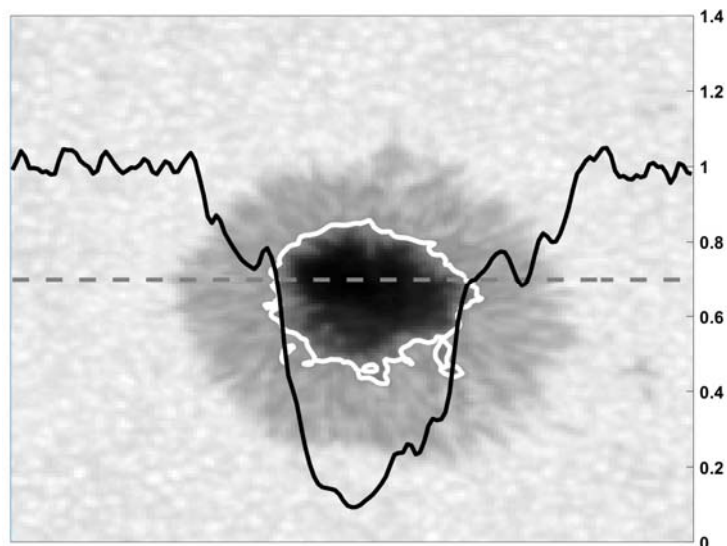


Рис. 1.

Пример применения такого способа определения границы тени и полутени пятна дан на рисунке 1, где представлено изображение исследуемого солнечного пятна в интенсивности, белой линией показана определенная граница между тенью и полутенью. Черной сплошной линией на рисунке 1 показан профиль интенсивности в солнечном пятне, полученный вдоль линии, проходящей через центр пятна, и показанной на рисунке пунктирной серой линией. После определения положения границы тени и полутени солнечного пятна в каждый момент наблюдений строились временные ряды по измерениям напряженности магнитного поля и интенсивности в континууме вдоль полученной границы, площади внутри определенной границы. Также были получены временные ряды с напряженностью магнитного поля и интенсивностью в континууме в центре.

Далее найденные временные ряды исследовались для определения периодов вариаций измеренных значений физических параметров. Для этого были использованы два различных метода: а именно фурье-анализ и метод SSA («Гусеница») [4]. При применении последнего метода временные ряды раскладывались на несколько компонент, в том числе на тренд и гармоники колебаний. В таблице представлены полученные периоды колебаний для физических параметров в исследованном пятне, а именно для значения напряженности магнитного поля и интенсивности в континууме в центре пятна (измерялось двумя способами – по 1 пикселю в центре пятна и по маске из 9 пикселей в центре пятна), на границе между тенью и полутенью пятна и его площадь.

Все периоды, приведенные в таблице, указаны в часах.

Таблица.

Параметр	Периоды Фурье	Периоды SSA «Гусеница»
Интенсивность в центре пятна	51.2, 25.6, 15.8, 13.2, 12	51.2, 25.6, 15.8, 12.8
Магнитное поле в центре пятна	37.2, 24.1, 20.5, 12.4	41, 25.6, 20.4, 12.8
Интенсивность в центре пятна (по маске из 9 пикселей)	51.2, 25.6, 22.8, 19.5, 15.8, 11.4	51.2, 25.6, 20.4, 15.8, 12, 11.4
Магнитное поле в центре пятна (по маске из 9 пикселей)	34.1, 24.1, 20.5, 13.7, 12.4	34.2, 25.6, 20.4, 13.6, 12
Интенсивность на границе пятна	45.5, 31.5, 19.5, 17.1, 7.6	41, 34.2, 18.6, 17, 7.6
Магнитное поле на границе пятна	68.2, 51.2, 25.6, 20.5, 15.8, 12.4	68.2, 51.2, 25.6, 20.4, 15.8, 12.8
Площадь тени пятна	58.5, 20.5, 7.2	51.2, 20.4, 7.4

Рассмотрение периодов в исследуемых временных рядах основных физических параметров солнечного пятна позволяет судить о важных особенностях устройства солнечных пятен. Так, если рассматривать колебания с периодом около 20 часов, то можно обнаружить, что изменения магнитного поля и площади происходят в противофазе. Этот эффект продемонстрирован на рисунке 2, где из исходных временных рядов напряженности магнитного поля и площади были взяты те компоненты из разложения методом SSA, в которых был обнаружен период, близкий к 20 часам. Наличие такого противофазного характера колебаний может свидетельствовать о вертикальных смещениях солнечного пятна как единого целостного объекта.

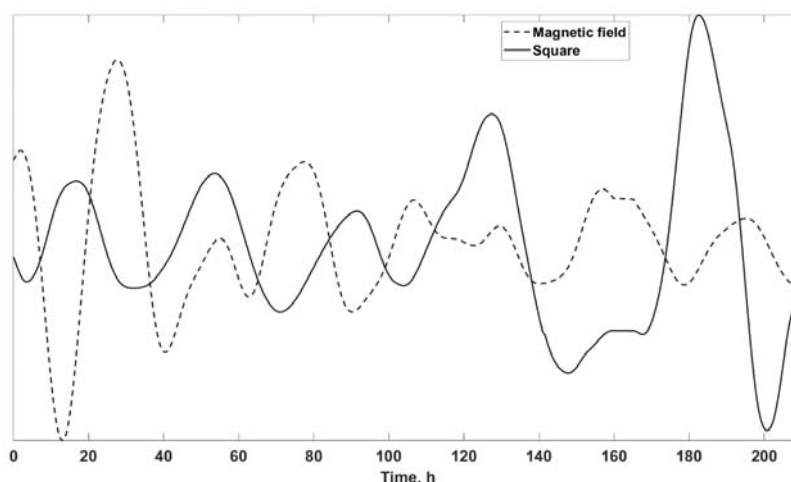


Рис. 2.

Следует отметить, что период около 20 часов хорошо соответствует диаграмме, полученной в работе [5] и представленной на рисунке 3. Для данного пятна пара значений периода и напряженности магнитного поля и отмечена на диаграмме черным ромбом (рис. 3).

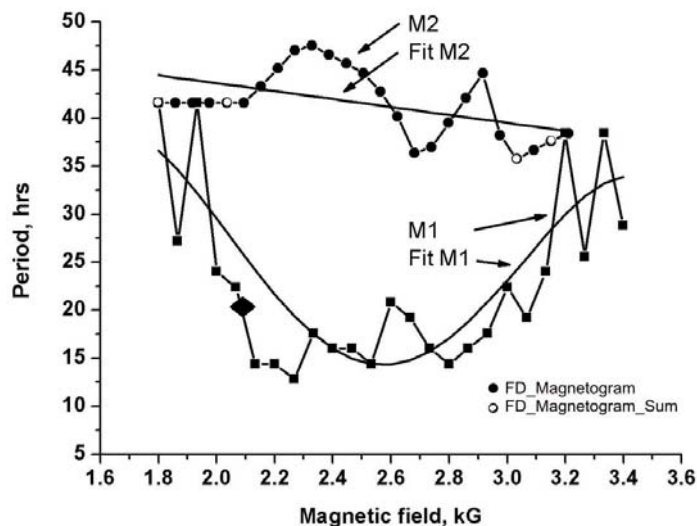


Рис. 3.

На этой диаграмме приведены результаты длительных измерений колебаний магнитного поля пятен, полученные в лаборатории физики Солнца ГАО РАН [5]. Нижняя кривая M1 интерпретируется как отражение собственных колебаний пятна, и характерная для неё зависимость периода колебаний пятна от напряженности его магнитного поля хорошо соответствует теоретической модели «неглубокого» солнечного пятна [6]. Верхняя ветвь периодов M2 отражает, по-видимому, случайные возмущения, испытываемые пятном со стороны супер-гранул, поскольку характерные для этой ветви периоды близки к времени жизни супер-конвективных ячеек. По этой причине явной зависимости периода колебаний от магнитного поля пятна на ветви M2 не наблюдается.

Литература

1. *Pesnell W., Thompson B., Chamberlin P.* // *Solar Physics*, 2012, V. 275, p. 3-15
2. *Schou J., Scherrer P., Bush R., et al.* // *Solar Physics*, 2012, V. 275, p. 229-259
3. *Hoekosema J.T., Yang Liu, Hayashi Keiji, et al.* // *Solar Physics*, 2014, V. 289, p. 3483-3530
4. *Golyandina N., Nekrutkin V., Zhigljavsky A.* // *Analysis of time series structure: SSA and related techniques*, Chapman & Hall/CRC, 2001
5. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* // *Solar Physics*, V. 267, issue 2., p. 279-293
6. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* // *Astrophys. & Space Sci.*, 2014, V 352, p. 23-42

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ РЕГУЛЯРНЫХ И НЕРЕГУЛЯРНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ ПОЛУШАРИЯХ В 23-м и 24-м ЦИКЛАХ

Жукова А.В.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

CYCLIC VARIATIONS OF THE REGULAR AND IRREGULAR ACTIVE REGIONS IN THE N- AND S- HEMISPHERES IN SOLAR CYCLES 23 AND 24

Zhukova A.V.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-111-114>

The redesigned catalog of magneto-morphological classes (MMC) of active regions (ARs) CrAO (<https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmc-ars>) was used to study 3047 ARs from May 1996 to December 2021. All ARs, except for unipolar spots, were divided into regular ARs (bipolar groups obeying the Hale's polarity law, the Joy's law and the rule of the leading sunspot dominance) and irregular ARs (all others). The analysis of the number and flux data showed the following. For ARs of each MMC type, the trends for the number and fluxes are similar. However, for fluxes, all the features of time profiles are more pronounced. The mutual position of the number and flux profiles depends on the strength of the cycle and the level of activity in each of the cycle maxima. Although the number of the irregular ARs is smaller than the number of regular groups, their fluxes are comparable. In each of the hemispheres, for ARs of each MMC type, the number and flux profiles demonstrate a multi-peak structure. Some peaks coincide with one of the two main maxima of the solar cycle. The second maximum is mainly formed by the irregular ARs in the S-hemisphere. The predominance of the irregular ARs fluxes in one of the hemispheres might be due to the interaction of the dipole and quadrupole components of the global magnetic field.

Согласно классическим моделям магнитного цикла солнечная активность в двух полушариях (относительно экватора) должна быть приблизительно одинаковой. Вместе с тем, согласно теории глобального динамо среднего поля, необходимым условием генерации магнитного поля является разрушение зеркальной симметрии турбулентности. Наблюдения солнечных пятен (и многих других индексов активности), показывают значительную северо-южную (N-S) асимметрию, проявления которой изменяются от цикла к циклу. Особенно сильная асимметрия (появление групп только в S-полушарии) наблюдалась при выходе из минимума Маундера. Точный механизм этого явления до сих пор не вполне ясен.

В данной работе мы воспользовались данными каталога магнито-морфологических классов (ММК) активных областей (АО) КрАО (<https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmc-ars>) о магнитном потоке 3047 АО, появившихся на диске с мая 1996 по декабрь 2021 гг. Данные о магнит-

ном потоке позволяют более полно судить о работе солнечного динамо [1] и относятся к «генеративным индексам» солнечной активности [2]. Все АО, помимо одиночных пятен, были распределены между двумя классами: регулярные АО (биполярные группы, выполняющие закон полярностей Хейла, закон Джоя, правило о доминировании лидирующего пятна) [3, 4] и нерегулярные АО (все остальные). Ранее мы уже исследовали N-S асимметрию количества регулярных и нерегулярных АО [5, 6]. Здесь мы сравниваем данные о количестве и магнитном потоке АО.

На рис. 1 представлены циклические вариации количества регулярных АО в N- (сплошная заливка) и S-полушариях (заливка полосами). Временные профили АО образуют многопиковую структуру. Данные для магнитного потока АО в N- и S-полушариях представлены одинарной и двойной линиями, соответственно. В каждом из полушарий тенденции для количества и потоков АО близки, но профили не всегда совпадают; взаимное расположение профилей зависит от силы цикла и от активности в каждом из двух главных максимумов цикла.

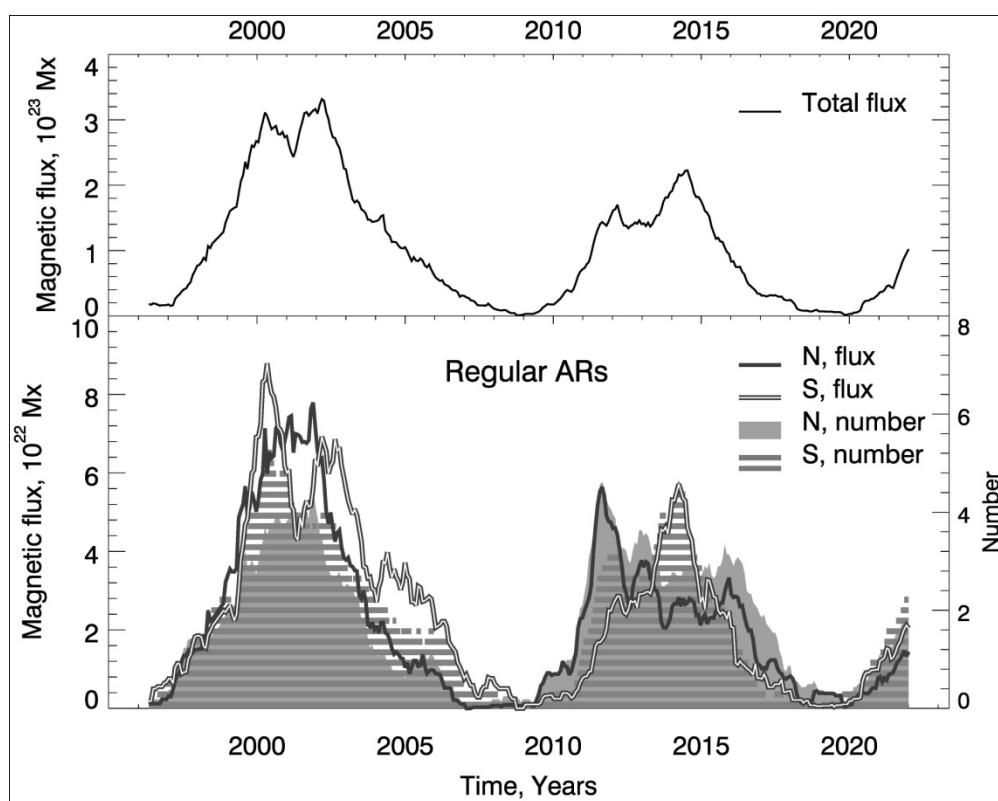


Рис. 1.

Временные профили нерегулярных АО (рис 2) отличаются от профилей регулярных групп, но также имеют по несколько пиков. Профили количества нерегулярных АО расположены ниже, чем профили регулярных групп (нерегулярных АО меньше). Однако профили магнитных потоков АО разных ММК классов сопоставимы. Очевидно, что нерегулярные АО

вносят весомый вклад в формирование открытой Гневывшевым [7] двупиковой структуры цикла. Особенно сильные потоки нерегулярных АО наблюдаются во втором максимуме цикла, что согласуется с предыдущими исследованиями и может быть связано с влиянием турбулентной составляющей динамо [8].

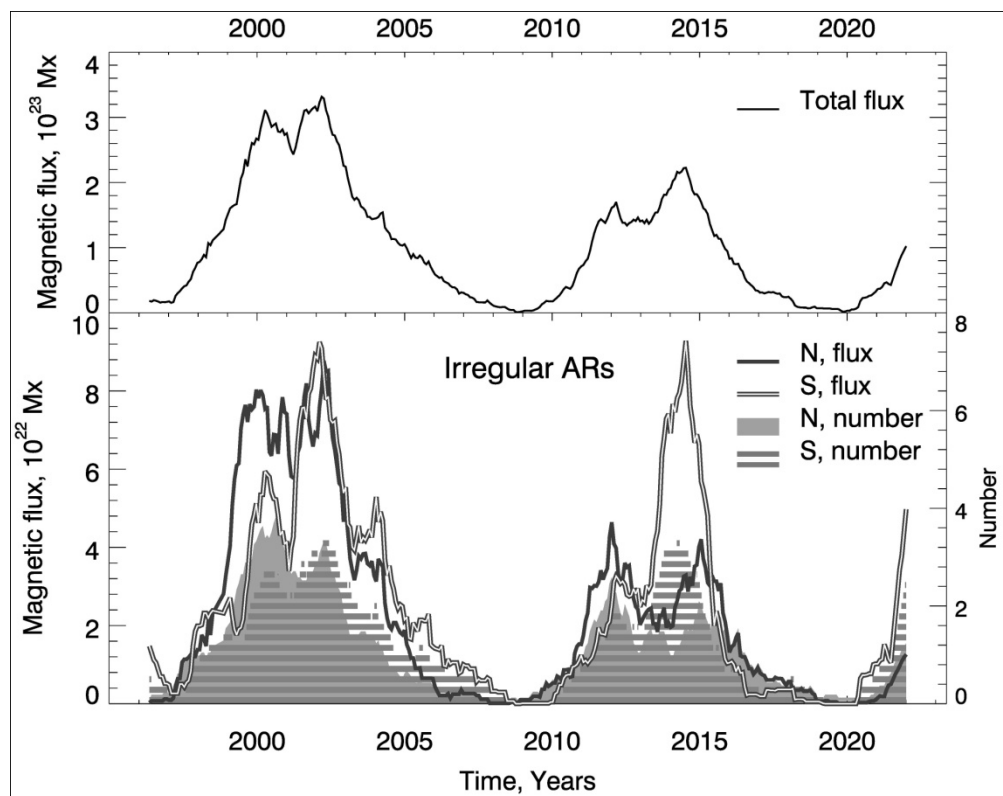


Рис. 2.

Замечено также (рис. 2), что потоки нерегулярных АО особенно выражены в S-полушарии. Причиной может быть ослабление тороидального поля в одном из полушарий из-за взаимодействия дипольной и квадрупольной составляющих [6]. Дело в том, что силовые линии диполя и квадруполья имеют одинаковое направление в одном из полушарий и противоположно направлены в другом. В результате общее поле усиливается в том полушарии, где линии сонаправлены, и ослабляется в другом. Усиление/ослабление поля касается в равной мере и тороидальной компоненты глобального поля, являющейся источником возникновения АО, поскольку дифференциальное вращение (один из основных триггеров динамо-процесса) вытягивает вдоль экватора вмороженные в плазму линии как дипольной, так и квадрупольной составляющей глобального поля. Таким образом, чем сильнее квадрупольная составляющая, тем более ослаблено поле в одном из полушарий, тем сильнее влияние турбулентности в конвективной зоне на всплывающие магнитные трубки АО, тем больше нерегулярных групп можно наблюдать в соответствующем полушарии.

Анализ циклических вариаций количества и магнитного потока АО показал следующее.

1. В каждом из полушарий профили как регулярных, так и нерегулярных АО имеют многопиковую структуру. Двупиковая структура цикла, открытая Гневнышевым [7], формируется совместно АО двух разных ММК классов в двух полушариях.

2. Для магнитного потока тенденции выражены ярче, чем для количества АО, особенно – для нерегулярных АО в S-полушарии во втором максимуме каждого из циклов.

3. Причиной преобладания потоков нерегулярных АО в одном из полушарий может быть ослабление тороидального поля из-за взаимодействия дипольной и квадрупольной составляющих глобального поля.

Автор благодарит В.И. Абраменко за ценные советы, а также Р.А. Сулейманову за данные 23-го цикла, предоставленные для каталога ММК АО КраО.

Литература

1. *Abramenko V.I., Zhukova A.V., Kutsenko A.S. // Geomag. Aeron., 2018, 58, 1159.*
2. *Nagovitsyn Y.A., Osipova A.A., Nagovitsyna E.Y. // Sol. Phys., 2021, 296, 32.*
3. *Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H. // Astrophys. J., 1919, 49, 153.*
4. *Van Driel-Gesztelyi L., Green L.M., Liv. // Rev. Solar Phys., 2015, 12, 1.*
5. *Zhukova A.V., Sokoloff, D.D., Abramenko, V.I., Khlystova A.I. // Geomag. Aeron., 2020, 60, 673.*
6. *Zhukova A.V., Sokoloff, D.D., Abramenko, V.I., Khlystova, A.I. // Adv. Space Res., 2023, 71, 1984.*
7. *Gnevyshev M.N. // Soviet Ast., 1963, 7, 311.*
8. *Abramenko V.I. // MNRAS, 2021, 507, 3698.*
9. *Abramenko V.I., Suleymanova R.A., Zhukova A.V. // MNRAS, 2023, 518, 4746.*

ВЛИЯНИЕ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ РАЗМЕРОВ И ПОЛОЖЕНИЯ

Загайнова Ю.С.¹, Файнштейн В.Г.², Руденко Г.В.²

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

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

INFLUENCE OF EXPLOSIVE PROCESSES IN ACTIVE REGIONS ON THE CHARACTERISTICS OF THE MAGNETIC FIELD IN THE UMBRA OF SUNSPOTS DEPENDING ON THEIR SIZE AND POSITION

Zagainova Yu.S.¹, Fainshtein V.G.², Rudenko G.V.²

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

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-115-118>

In a series of papers by the authors [1–3], it was shown that explosive processes (EPs) in active regions (flares, coronal mass ejections) can have a strong influence on the characteristics of the magnetic field in sunspot umbrae that are part of these active regions. The present work is the first of a planned series of papers that will investigate the various factors that determine the degree to which the magnetic field in sunspot umbrae is affected by EPs. Here, on the example of a single event, we tried to find out how sunspot square and the position of sunspots relative to the source of EP influence the intensity of the effect of EP on the magnetic field in sunspot umbrae.

1. Введение

В настоящее время надежно установлено, что взрывные процессы (ВП; вспышки и формирование корональных выбросов массы (КВМ)) в активных областях (АО) с пятенными группами на Солнце могут оказывать большое влияние на характеристики магнитного поля в тени солнечных пятен в этих АО [1-3], т.е. после начала ВП характеристики поля в отдельных пятнах могут существенно измениться. Установлено, что степень влияния ВП на характеристики поля в тени пятен различается в разных пятнах одной АО. А в некоторых пятнах такое влияние не обнаруживается вообще. Данная работа – наше первое исследование, направленное на выяснение факторов, определяющих степень воздействия ВП на параметры магнитного поля в тени солнечных пятен. На примере одного события мы попытались выяснить, какую роль в определении степени воздействия ВП на параметры поля в тени пятен могут играть (1) положение пятна относительно центра вспышки и (2) размер пятна.

2. Данные и методы их обработки и анализа

Анализировалось влияние ВП на характеристики магнитного поля в тени пятен во время события 04.08.2011 в АО NOAA 11261. ВП включал в себя вспышку рентгеновского балла M9.3 с началом 03:41UT и с координатами N19W36, а также корональный выброс массы (КВМ), впервые зарегистрированный в поле зрения коронографа LASCO C2 в 04:12:05UT и имевший линейную проекционную скорость $V_{lin} = 1315$ км/сек. В качестве характеристик магнитного поля в тени пятна использовались минимальный α_{min} и средний $\langle\alpha\rangle$ угол между вектором магнитного поля и положительной нормалью к поверхности Солнца, а также максимальное B_{max} и среднее $\langle B\rangle$ значение магнитной индукции в области тени пятен. В случае, когда вектор магнитной индукции направлен к Солнцу, $\alpha = 180^\circ - \alpha_{mes}$, где α_{mes} – измеренное значение угла α . Описание методов нахождения углов α_{min} и $\langle\alpha\rangle$ можно найти в наших работах [1–3]. Для нахождения свойств магнитного поля в тени пятен использовались векторные измерения инструментом SDO/HMI [4]. Для выяснения магнитной связи различных пятен проводились расчеты силовых линий поля с основаниями в тени выбранных пятен, используя специальную программу, опирающуюся на метод расчета магнитного поля в короне в потенциальном приближении, предложенный в работе [5]. Сведения о вспышках и связанных с ними КВМ взяты из Solar Monitor (<https://solarmonitor.org/>) и каталога «гало» – КВМ https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html. Анализировались и сравнивались вариации параметров магнитного поля в пределах трех часов до и после начала солнечной вспышки.

3. Результаты

Для каждого рассмотренного параметра магнитного поля в тени пятна и для всех выделенных пятен (мы отобрали для анализа 20 пятен, рис. 1) были рассчитаны относительные изменения этих параметров после начала вспышки в процентах (рис. 2). Солнечные пятна с условным номером 1, 2, 11, 12, 13, 14 и 19 (рис. 2b) условно отнесены как ближайšie к центру ВП. Площадь тени малых солнечных пятен S1, S11, S13, S14 и S19 не превышала 10 МДП. Центр вспышки на рис. 1 находился с использованием разных источников с точностью 10".

Относительное изменение параметра поля P_r находилось как отношение среднего изменения параметра после начала вспышки в пределах трех часов $\langle P_a\rangle$ к среднему изменению параметра до начала вспышки за аналогичный промежуток времени $\langle P_b\rangle$ и был выражен в процентах. На рис. 2 показаны пятна, для которых $P_r > 30\%$ (ячейки темного цвета с символами ++), и пятна, для которых $10\% < P_r < 30\%$ (ячейки с +).

Из рис. 2 видно, что наиболее сильное относительное изменение вследствие влияния на пятна ВП демонстрирует угол α_{min} и, в меньшей степени, $\langle\alpha\rangle$. Для α_{min} из 7 пятен, для которых $P_r > 30\%$, 4 пятна оказались

вблизи центра вспышки. Существенное относительное изменение параметров магнитного поля в связи с воздействием на пятна ВП ($10\% < P_r < 30\%$) чаще встречается для среднего магнитного поля $\langle B \rangle$. Отметим, что в пятнах S11 и S12, расположенных близко к источнику ВП, наблюдались изменения в разной степени во всех параметрах магнитного поля, а в пятне S14, также расположенном вблизи источника ВП, изменения наблюдались для всех параметров, кроме среднего угла. В пятне S11, ближе всего наблюдавшегося к источнику ВП по данным каталога «гало» – КВМ, выявлен наибольший отклик на ВП: изменение α_{\min} составило 67%. Приведем в качестве примера изменения параметров поля в пятне, расположенном вблизи источника ВП, изменение параметров в пятне S11 (см. рис. 3).

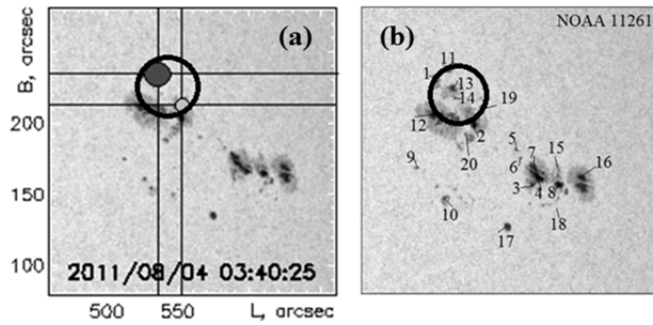


Рис. 1. (а) – изображение АО NOAA 11261 в континууме с выделенной областью с ВП (окружность) на диске Солнца с учетом области вспышки по данным каталогов гало-КВМ (круг большего диаметра) и Solar Monitor (круг меньшего диаметра); (б) – изображение анализируемых солнечных пятен с условной числовой нумерацией, где окружностью выделена область с ВП.

	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S9	S10	S11	S12	S13	S14	S15	S16	S17	S18	S19	S20
α_{\min}	++	+	+	++		+	+	++		++	++	+	+	++	+	+	+	+	++	+
$\langle \alpha \rangle$							++	++			+	+	+							
B_{\max}											+	+		+				+		
$\langle B \rangle$				+	+	+					+	+		+				+		+

Рис. 2. Относительное изменение параметров магнитного поля P_r в тени исследуемых солнечных пятен $> 30\%$ (++) и $> 10\%$ (+).

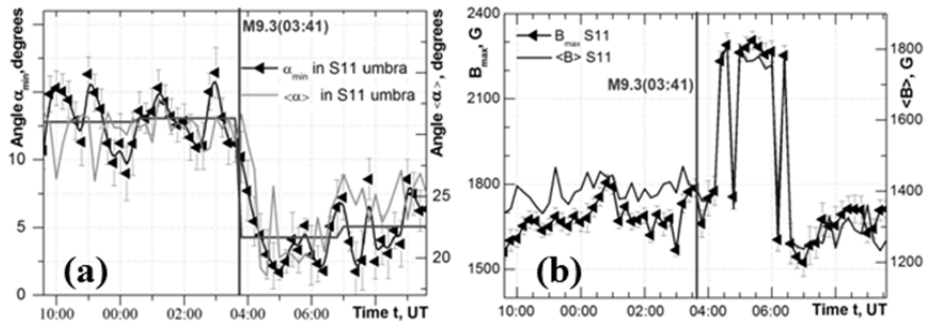


Рис. 3. Для пятна S11: (а) – изменение со временем α_{\min} и $\langle \alpha \rangle$ (горизонтальными жирными линиями показаны усредненные на временном интервале за каждые 3 ч от начала вспышки значения параметров поля), (б) – B_{\max} и $\langle B \rangle$. Вертикальная линия отмечает начало солнечной вспышки.

Из 6 пятен вблизи источника ВП 4 пятна оказались пятнами малого размера – S1, S11, S14 и S19. Во всех этих пятнах изменение угла α_{\min} под воздействием ВП оказалось максимальным (т.е. $P_r > 30\%$). Таким образом, близость пятна к источнику ВП и малый размер пятен благоприятствуют более сильному воздействию ВП на изменение α_{\min} . Для B_{\max} из 4 пятен с относительно сильным воздействием ВП 3 пятна оказались вблизи источника ВП: S11, S12, S14.

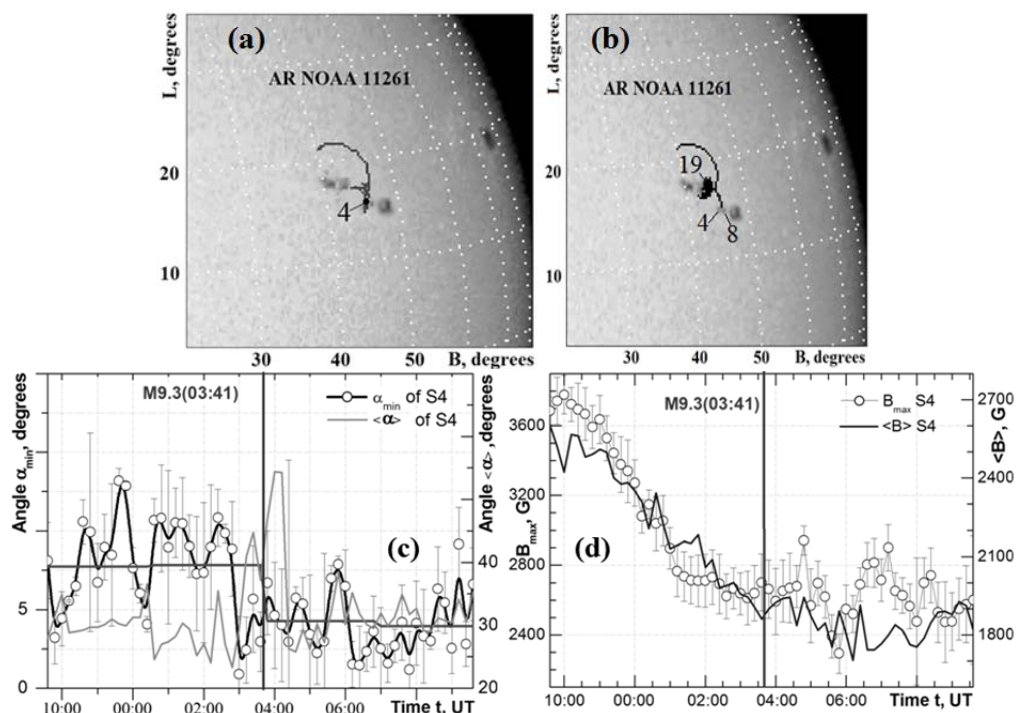


Рис. 4. Пример магнитно-связанных пятен S19, S8 и S8 (a,b), в которых зарегистрировано заметное влияние ВП на параметры поля; ниже изменение со временем α_{\min} и $\langle \alpha \rangle$ (c) и B_{\max} и $\langle B \rangle$ (d).

Тем не менее, заметное воздействие ВП на характеристики поля было зарегистрировано в пятнах, как удаленных от источника ВП, так и в пятнах больших размеров. Мы предположили, что в некоторых случаях это может быть обусловлено наличием магнитной связи таких пятен с пятнами вблизи источника ВП. Пример магнитной связи с помощью силовых линий таких пятен показан на рис. 4. Пятно S4 связано с пятнами вблизи источника ВП S2, S20 и S19, и в тени этого пятна мы наблюдаем заметное воздействие ВП на магнитное поле, так, изменение α_{\min} составило 46%.

Литература

1. Zagainova Yu.S., V.G. Fainshtein, G.V. Rudenko, V.N. Obridko // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017, v. 57, No. 7, p. 835-840.
2. Zagainova Yu.S., V.G. Fainshtein // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2021, v. 61, N. 7, p. 928–936.
3. Zagainova Yu.S. and V.G. Fainshtein // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2022, Vol. 62, No. 8, pp. 1034–1044.
4. Schou, J., Scherrer, P.H., Bush, R.I., et al. // *Sol. Phys.*, 2012, vol. 275, pp. 229–259.
5. Rudenko, G.V. // *Solar Phys.*, 2001, vol. 198, pp. 5–30.

О ФОРМИРОВАНИИ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.^{2,3}, Куприянова Е.Г.^{2,3}

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

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE FORMATION OF THE TRANSITION REGION OF THE SOLAR ATMOSPHERE

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.^{2,3}, Kupriyanova E.G.^{2,3}

¹*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia*

³*Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-119-122>

A mechanism for the formation of a transition region between the chromosphere and the corona based on the Joule dissipation in a partially ionized plasma is proposed. It is shown that the maximum of the Joule dissipation occurs in the transition region due to the increased Cowling resistance caused by collisions of ions with neutral particles. This leads to effective heating of the open magnetic flux ropes- type II spicules, which causes the formation of a thin transition region. An estimate for the width of the transition region depending on the magnitude of the electric current is given.

Введение

Природа переходной области между хромосферой и короной Солнца (10^4 – 10^6 К) до настоящего времени не выяснена. Имеются неопределённости в определении её толщины Δz и высоты основания z_0 . По наблюдениям в линиях в спокойных областях Солнца размер масштаба, формирующего градиент температуры, варьируется от 30 до 3000 км. Переходная область – динамическое образование, имеющее особенности в активных областях и над пятнами. В [1] отмечено, что z_0 сильно зависит от измерительной аппаратуры. Данные AIA/SDO дают $z_0 = 1.4 \pm 0.2$ Мм (1600 \AA) и 5.7 ± 0.2 Мм (304 \AA), а данные ALMA на длине волны 1.26 мм определяют $z_0 = 3 \pm 0.5$ Мм и 4.2 ± 2.5 Мм на 3 мм. Модели переходной области делятся на три категории. В первой переходная область нагревается снизу МГД-волнами [2]. Во второй – потоком тепла из короны [3]. При этом в [4] предложено, что переходный слой формируется ионно-звуковой турбулентностью, генерируемой потоком тепла из короны. В третьей нагрев связывается с диссипацией электрического тока. При этом не указывалась причина появления токов [5], либо диссипация происходит при классическом сопротивлении, без учёта эффектов нейтральной компоненты плазмы [6].

В предлагаемой модели формирования переходной области джоулева диссипация происходит *in situ*, а именно, в системе спикул II типа. При этом мощность диссипации определяется сопротивлением Каулинга, а вертикальный размер Δz – величиной электрического тока.

Джоулева диссипация в магнитных трубках – спикулах II типа

В [7] показано, что магнитные трубки образуются на границах раздела супергранул. Встречные конвективные потоки формируют протяженный слой толщиной $\Delta \approx 10^7 - 10^8$ см с магнитным полем порядка кГс. Из-за перестановочной неустойчивости слой разбивается на систему магнитных трубок с радиусом $r \approx \Delta$. Открытые трубки с током – спикулы II типа, являются вероятной причиной нагрева короны и возмещения её массы, уносимой солнечным ветром [8, 9]. Величина эдс = $(|V_r|l_1I)/(c^2r)$, где $l_1 \approx (1-3) \cdot 10^7$ см – размер области действия эдс по высоте, обусловлена фотосферной конвекцией со скоростью V_r в основании трубки. Установившийся электрический ток $I = 10^9 - 10^{11}$ А эффективно диссипирует вследствие повышенного сопротивления Каулинга. Электрическая цепь магнитной трубки представлена в [8] на рис. 3. Фотосферная эдс генерирует вертикальный ток $j_z = I/\pi r^2$, а кольцевой ток в фотосферном основании J_x (ток Холла), обусловлен радиальным электрическим полем разделения заряда в потоке V_r частично ионизованной плазмы. Радиальная компонента электрического поля $E_{\perp} = -V_z B_{\phi}/c$ формирует внешний поверхностный ток, замыкающий электрическую цепь.

Скорость нагрева плазмы трубки электрическими токами можно представить в виде [8]

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_{\phi}^2 j_z^2}{(2-F)c^2 n m_i v'_{ia}}, \quad (1)$$

где $I = \pi r^2 j_z = cr B_{\phi}/2$, $\sigma = ne^2/m_e(v'_{ei} + v'_{ia})$ – проводимость Спитцера, $F = n_a/(n_a + n_e)$ – относительная концентрация нейтральных атомов в основании трубки, $v'_{ia} \approx 2,25 \cdot 10^{-11} F(n + n_a)\sqrt{T}$ – эффективная частота столкновений ионов с нейтралами. Второй член в (1) описывает диссипацию тока из-за сопротивления Каулинга. Значения q для модели спокойной солнечной атмосферы [10] при различных значениях тока приведены на рисунке.

Из рисунка следует, что максимум энерговыделения расположен на высоте около 2100 км, то есть в области переходного слоя. При токе $> 10^8$ А значение q_{max} определяется сопротивлением Каулинга. На высоте менее 300–1000 км энерговыделение при классическом сопротивлении преобладает. Это вызвано увеличением частоты межчастичных столкновений с ростом плотности плазмы. Порог нагрева переходной области по величине электрического тока находится из условия преобладания джоулевой дис-

сипации над потерями на излучение при $10^5 \text{ К} < T < 10^7 \text{ К}$: $q > q_r \approx 10^{-19} n_e^2 / T^{1/2}$, что даёт $I > 2,6 \cdot 10^9 \text{ А}$.

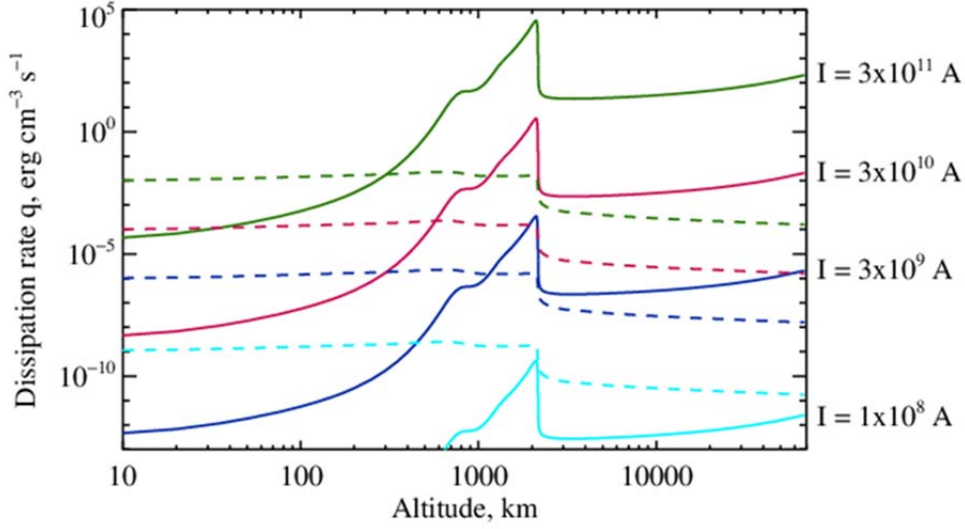


Рисунок. Скорость джоулевой диссипации q для различных значений тока при $r = 10^8$ см. Сплошные линии относятся к значениям q , обусловленным сопротивлением Каулинга, а штриховые – сопротивлением Спитцера.

Определение вертикального размера переходной области

Оценку толщины Δz переходного слоя можно получить из уравнения

$$\frac{d}{dz} k_e T^{5/2} \frac{dT}{dz} \approx -q, \quad k_e = 0,92 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/смК}^{7/2}, \quad (2)$$

В уравнении (2) учтено, что при $T \approx 10^6 \text{ К}$ и $I > 2,6 \cdot 10^9 \text{ А}$ радиационными потерями можно пренебречь. Умножая уравнение (2) на $T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial z}$ получаем

$$\frac{1}{2} k_e \frac{\partial}{\partial z} \left(T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 = -q \frac{2}{7} \frac{\partial T^{7/2}}{\partial z}. \quad (3)$$

На нижней границе короны $T = T_c$ и $q \approx q_{\max}$. Считая, что на этой границе q резко уменьшается, проинтегрируем (3) с учётом граничного условия $\partial T / \partial z = 0$ от границы короны z_c до хромосферы с координатой z .

$$T^5 \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 = \frac{4q_{\max}}{7k_e} T_c^{7/2} \left(1 - \frac{T^{7/2}}{T_c^{7/2}} \right) \quad (4)$$

Интегрируя (4), получим толщину переходного слоя при изменении температуры от хромосферных значений T_{ch} до корональных T_c :

$$\Delta z = z(T_c) - z(T_{ch}) \approx \sqrt{\frac{4k_e T_c^{7/2}}{7q_{\max}(I)}} \sqrt{1 - \frac{T_{ch}^{7/2}}{T_c^{7/2}}} \quad (5)$$

При $I = (3-5) \cdot 10^{10} \text{ А}$ $\Delta z \approx 30 - 300 \text{ км}$, а если $I = 8 \cdot 10^9 \text{ А}$, то $\Delta z \approx 2300 \text{ км}$.

Обсуждение

Мы связали максимум энерговыделения в спокойной атмосфере Солнца с формированием переходного слоя, причём величина токов для

эффективного нагрева должна быть $> 10^9$ А. Носителями таких токов могут быть, например, спикеры II типа, которые рассматриваются в настоящее время как причина нагрева короны. Важно, что спикеры II типа наблюдаются в основном вдали от активных областей, в корональных дырах и простираются до короны. Поэтому, хотя каждая спикера обладает своей собственной атмосферой, ансамбль спикеров II типа может сформировать тонкую переходную область. Большой градиент температуры в переходной области способствует эффективной теплопередаче в корону. Например, при $q = 10^{-2}$ эрг/см³с (рисунок) и среднем объеме спикеры 10^{25} см³ для формирования переходного слоя и компенсации потерь короны на теплопроводность и излучение ($\approx 10^{28}$ эрг/с) необходимо 10^5 спикеров. Обычно одновременное количество спикеров превышает миллион. Значительный разброс в толщине переходной области, от 30 км до 3000 км, определяется различным значением электрического тока, что не противоречит наблюдениям.

Работа поддержана Госзаданием № FFUF-2023-0002 (В.В. Зайцев) и № 0040-2019-0025 (Е.Г. Куприянова) и грантом РФФИ 22-12-00308 (В.В. Зайцев, А.В. Степанов).

Литература

1. *Alissandrakis C.* // Adv. Sp. Res. 2023. V. 71. P. 1907.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.06.0532>.
2. *Uchida Yu., Kaburaki O.* // Solar Phys. V. 35. P. 451. 10.1007/BF00151968
3. *Fontenla J.M., Avrett E.H., Loeser R.* // Astrophys. J. 1991, V 377. P. 712.
4. *Bespalov P.A., Savina, O.N.* // Astron. Lett. 2009. V.35, P. 343.
5. *Hansteen V.H., Hara H., De Pontieu B., Carlsson M.* // Astrophys. J. 2010. V. 718. P. 1070.
6. *Wen-Bin Song, Xue-Shang Feng, Fang Shen* // Res. Astron. Astrophys. 2010. V. 10. P. 529.
7. *Khodachenko M.L., Zaitsev V.V.* // ApSS. 2002. V. 297. P. 398.
<http://adsabs.harvard.edu/abs/2002Ap&SS.279.389K>
8. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kronshtadtov P.V.* // Sol. Phys. 2020. V. 295. P. 166.
<https://doi.org/10.1007/s11207-020-01732-x>
9. *De Pontieu B., McIntosh S.W., Carlsson M. et al.* // Science. 2011. V. 331. P. 55.
10.1126/science.1197738
10. *Avrett E.H., Loeser R.* // ApJS. 2008. V. 175. P. 229. 10.1086/523671

БЫСТРЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПЛАЗМОСФЕРЕ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD 189733b

Зайцев В.В., Шапошников В.Е., Кузнецов А.А., Симонова Т.В.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

FAST ELECTRONS IN THE PLASMOSPHERE OF EXOPLANET HD 189733b

Zaitsev V.V., Shaposhnikov V.E., Kuznetsov A.A., Simonova T.V.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-123-126>

By analogy with the acceleration mechanism that occurs in the Jupiter-Io system, the mechanism of electron acceleration in the plasmasphere of the exoplanet HD 189733 b is discussed under conditions when the oncoming stellar wind flow reaches an atmospheric region in which there is a sufficient amount of neutral particles. In this case, the different frequency of collisions of stellar electrons and ions with neutrals ensures the separation of charges in the oncoming flow and the appearance of an electric field of charge separation. Attention is drawn to the important role of the anisotropy of atmospheric plasma conductivity in this process, which ultimately leads to the appearance of a powerful electric field that has a projection on the direction of the magnetic field and is the cause of electron acceleration. The characteristic energies and fluxes of accelerated electrons for the exoplanet HD 189733 b are estimated. The possibilities of this acceleration mechanism are discussed from the point of view of the occurrence of plasma instability in the atmosphere of an exoplanet and the generation of the radio emission flux necessary for registration on Earth.

1. Введение

Поиски радиоизлучения планет, находящихся за пределами Солнечной системы, направлены на расширение возможных методов обнаружения экзопланет, а также на создание дополнительных методов диагностики параметров их плазменных оболочек. При анализе радиоизлучения экзопланет обычно предполагается, что механизмом радиоизлучения является электронный циклотронный мазер, который сразу дает информацию о величине магнитного поля. Вместе с тем в плазмосферах «горячих Юпитеров», таких, как, например, HD 189733b, условие генерации циклотронного мазера не выполняется вследствие наличия у них плотной плазменной оболочки. В этом случае может реализоваться плазменный механизм радиоизлучения [1].

В связи с этим возникает проблема происхождения энергичных электронов, которые могут быть причиной возникновения плазменной неустойчивости в плазмосфере экзопланеты и обеспечить необходимые для регистрации потоки радиоизлучения. Как известно, собственное магнитное поле экзопланет, классифицируемых как "горячие Юпитеры", относительно невелико. Поэтому распространенным является сценарий, при котором

магнитопауза находится уже внутри ионосферы планеты [2]. Характерным и одним из наиболее хорошо изученных представителей этого класса экзопланет является HD 189733b. Отмеченные особенности указанной экзопланеты позволяют говорить о возможности проникновения магнитного поля звезды глубоко в ионосферу экзопланеты при ее движении по орбите. Это позволяет на примере HD 189733b рассмотреть механизм ускорения электронов, возникающий при вращении спутника Ио в магнитосфере Юпитера [3]. В этом случае поток набегающего звездного ветра может достигать области, в которой существует достаточное количество нейтральных частиц, разная частота столкновений электронов и ионов с которыми обеспечивает разделение зарядов в набегающем потоке и возникновение электрического поля, имеющего проекцию на направление магнитного поля и способного в результате эффективно ускорять электроны. Электрическое поле разделения зарядов связано с анизотропией проводимости плазмосферы, вследствие чего индуцированное набегающим потоком электрическое поле стремится вызвать холловский ток в направлении поверхности планеты, который, однако, не может эффективно замыкаться на поверхности вследствие ее низкой проводимости, поскольку концентрация нейтралов здесь на 6–7 порядков превышает концентрацию электронов. В работе проведен анализ роли указанного электрического поля в ускорении электронов и в наполнении плазмосферы экзопланеты HD 189733b энергичными частицами.

2. Ускорение электронов в плазмосфере HD 189733b

Приведем некоторые параметры экзопланеты HD 189733b. Материнская звезда – активный карлик класса K радиуса $0.76R_{\odot}$ с периодом вращения $T_s = 12$ дней. Мониторинг крупномасштабного магнитного поля HD189733 [4] в рамках программы Multiwavelength Observations of Evaporating Exoplanet and its Star (MOVES) в течение 2013–2015 гг. показал, что поле эволюционирует со средним значением полного магнитного поля на поверхности около 40 Гс. Радиус орбиты экзопланеты $R_0 = 6 R_{\odot}$, радиус планеты $R_p = 1.138R_J$, период орбитального вращения планеты $T_p = 2,2$ дня, эффективная температура в основании атмосферы планеты $T_{\text{eff}} = 1200$ К, концентрация нейтралов в основании атмосферы $n_a = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, концентрация электронов в основании атмосферы $n_e = 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ [5].

Магнитное поле на орбите экзопланеты меняется в различные эпохи наблюдений в диапазоне $(1-10)10^{-2}$ Гс вследствие эволюции звездного магнитного поля [4]. Для дальнейшего анализа мы примем значение магнитного поля на орбите, близкое к максимальному ($B \approx 0,08$ Гс), чтобы оценить возможности рассматриваемого механизма ускорения. Кроме того, учитывая значительные изменения концентрации нейтралов и электронов, а также температуры, при удалении от поверхности [5], мы проведем

оценку эффективности ускорения для параметров атмосферы, соответствующих приведенным выше значениям для поверхности экзопланеты. Электрическое поле разделения зарядов ортогонально поверхности и имеет проекцию на направление обтекающего планету магнитного поля [3]:

$$E_{\parallel} = -\frac{1}{c}VB \frac{\omega_e \tau_e \sin \alpha \cos \alpha}{1 + \xi \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i + (\xi \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i + \xi^2 \omega_e^2 \tau_e^2 \omega_i^2 \tau_i^2 + \omega_e^2 \tau_e^2) \sin^2 \alpha}. \quad (1)$$

Здесь ω_e , ω_i – гирочастоты электронов и ионов, соответственно, $\tau_e = (\nu_{ei} + \nu_{ea})^{-1}$ – эффективное время столкновений электронов с ионами и нейтральными атомами, $\tau_i = \tau_{ia}^{-1}$ – время столкновений ионов с нейтральными атомами. В слабо ионизованной плазме нижней атмосферы выполняются условия $\xi \approx 1$, $\omega_e^2 \tau_e^2 \gg 1$, $\omega_e \tau_e \gg \xi \omega_i \tau_i$. При этом максимальное значение продольной составляющей электрического поля соответствует углу $\sin \alpha^* \cong 1/\omega_e \tau_e$ и составляет

$$E_{\parallel}^{max} \cong -\frac{1}{2c}VB. \quad (2)$$

При дальнейшем отклонении направления магнитного поля от плоскости плазменного слоя, когда $\sin \alpha \gg \sin \alpha^*$, электрическое поле уменьшается. В предположении, что величина поля (2) сохраняется на масштабе $L_{\parallel} \sim R_p \sin \alpha^*$, можно оценить энергию ускоряемых электронов,

$$\varepsilon_e^{max} \approx e E_{\parallel}^{max} L_{\parallel} \approx e \frac{1}{2c}VB \frac{R_p}{\omega_e \tau_e} \approx 120 keV, \quad (3)$$

где использованы значения $B = 0,08$ Гс, $V = 1,1 \cdot 10^7$ см/сек, $R_p = 8 \cdot 10^9$ см, $\omega_e \tau_e = 3 \cdot 10^2$. Эта оценка относится к значениям параметров в основании атмосферы и слабо зависит от величины магнитного поля на орбите планеты. При этом скорости быстрых электронов оказываются много больше тепловых скоростей электронов основной плазмы, т.е. при соответствующей концентрации они достаточны для генерации ленгмюровской турбулентности.

Заметим, что значительных энергий в электрическом поле E_{\parallel} достигает только относительно небольшая доля электронов, которая находится в режиме «убегания». Оценка минимальной концентрации убегающих электронов приводит к значениям $n_r \approx 2 \cdot 10^{-3} n_e$ см⁻³, превышающим порог развития ленгмюровской турбулентности в атмосфере планеты [3]. Для энергии ускоренных электронов $\varepsilon_e \approx 120 keV$ и концентрации $n_r \approx 2 \cdot 10^{-3} n_e \approx 2 \cdot 10^5$ см⁻³, мощность источника ускоренных электронов имеет величину порядка $P_e \approx 5 \cdot 10^{21}$ Вт. При этом мощность электромагнитного излучения экзопланеты в метровом диапазоне длин волн, необходимая для того, чтобы обеспечить на Земле поток радиоизлучения в $1 \text{ Ю} = 10^{-26}$ Вт м⁻² Гц⁻¹, достаточный для регистрации современными радионастрономическими средствами, составляет $P_f \approx 10^{18}$ Вт. Таким образом, рассматриваемый механизм ускорения электронов энергетически достато-

чен, чтобы обеспечить необходимую в метровом диапазоне мощность радиоизлучения. Следует отметить, что материнская звезда HD 189733 является сильно переменной, поэтому магнитное поле на орбите экзопланеты меняется в различные эпохи наблюдений в диапазоне $(1-10)10^{-2}$ Гс вследствие эволюции звездного магнитного поля [4]. Поэтому величина ускоряющего электрического поля и эффективность продуцирования энергичных электронов может существенно меняться в различные эпохи, что приводит к соответствующим сильным вариациям возможного потока радиоизлучения в различные эпохи наблюдения.

Работа поддержана грантом РФФ № 23-22-00014.

Литература

1. Zaitsev V.V., Shaposhnikov V.E. // MNRAS. 2022, 513, 4082-4089
2. Zhilkin A G., Bisikalo D.V. // Astronomy Reports. 2019, 63, 550–564. DOI: 10. 1134 /s1063772919070096
3. Zaitsev V.V., Shaposhnikov V.E., Rucker H.O. // Astronomy Reports, 2003, 47, 701–708. DOI:10.1134/1.1601639
4. Fares R. et al. // MNRAS, 2017, 471, 1246- 1257
5. Rumenskikh M.S., et al. // The Astrophysical Journal. 2022. 927, 238

СОБРАНИЕ ЗАРИСОВОК И ВОССТАНОВЛЕННЫХ СОЛНЕЧНЫХ ДАННЫХ 1610–1720 гг.

Золотова Н.В.¹, Вохмянин М.В.²

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

²*Университет Оулу, Оулу, Финляндия*

SOLAR DATA REVISION OF THE ARCHIVES OF GEORG CHRISTOPH EIMMART

Zolotova N.V.¹, Vokhmyanin M.V.²

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

²*University of Oulu, Oulu, Finland*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-127-130>

The work is dedicated the creation of an open database of sunspot drawings during the XVII–XVIII centuries, covering the Maunder minimum. Methods of restoration of heliographic coordinate grid and methods of extracting solar parameters are presented. The main direction of the use of the catalog is discussed.

Введение

Работа с историческими солнечными наблюдениями всегда привлекала исследователей [1–6]. Строго говоря, любой анализ солнечной активности на масштабах цикла Швабе и более можно отнести к работе с историческими данными. По нашему мнению, для реконструкции достоверных индексов пятнообразования с начала солнечных наблюдений в 1610 г. необходим единый открытый каталог исторических солнечных зарисовок.

С сожалением стоит отметить, что работа с историческими наблюдениями иногда выполняется повторно, поскольку рабочие и архивные материалы зачастую теряются. Приведем несколько примеров. База данных Хойта и Шаттена [2] существует только в табличной форме. Бесценный архив недоступен или утерян, поэтому неизвестно как пятна на зарисовках были рассортированы на группы. Не менее значимые архивы Элизабет Нем-Риб [3] утеряны, что приводит к необходимости заново провести непростую работу с наблюдениями Парижской обсерватории в период минимума Маундера. Значительная часть уникальных архивов Пулковской обсерватории с наблюдениями за солнечными пятнами и протуберанцами утеряна. На данный момент не удастся найти и большую часть архивов Цюрихской обсерватории [4].

По результатам работы с солнечными зарисовками с 1610 по 1720 гг. мы извлекли данные о числе групп, числе пятен, их площадях и гелиокоординатах. Всего нами было проанализировано более 500-та зарисовок из почти 30-ти серий наблюдений 15-ти наблюдателей; восстановлены параметры для почти 1800-та солнечных пятен.

В данной работе мы представляем текущие результаты по созданию открытой базы данных исторически наблюдений за солнечной активностью.

Результаты анализа

На рисунке показан пример веб-страницы базы данных, доступной по адресу <https://geo.phys.spbu.ru/~ned>. 30 сентября 1612 г. Томас Харриот сделал зарисовку солнечного диска. Оригиналы изображений представлены на сайте Культурное наследие онлайн (Cultural Heritage Online: <https://echo.mpiwg-berlin.mpg.de>).

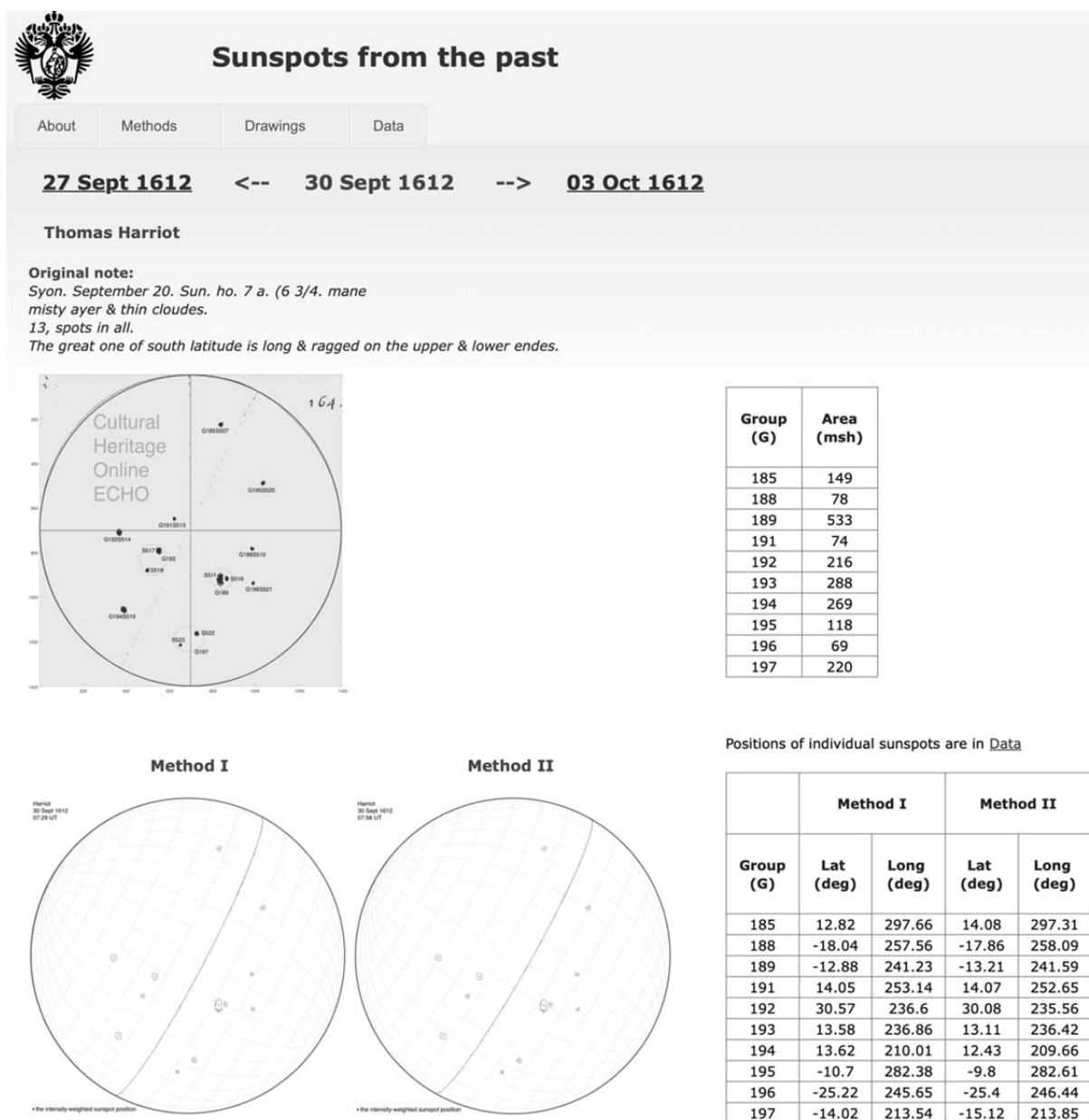


Рисунок. Пример веб-страницы базы данных для наблюдения Томаса Харриота 30 сентября 1612 г.

Харриот снабдил зарисовку небольшой пояснительной запиской, в которой указал время наблюдения, погодные условия и число пятен. Первое аннотированное изображение солнечного диска на рисунке содержит информацию о номерах, присвоенных солнечным пятнам и солнечным группам. Для каждого пятна цветом показан порог, служащий для определения границ пятна и расчета его площади в м.д.п. Если наблюдатель зарисовывал тень и полутень пятна, то были измерены площади тени и полутени.

Следующие два изображения показывают восстановленные кэррингтоновские координатные сетки. Для определения гелиокоординат пятен были применены два метода. Метод I опирается на время, указанное наблюдателем. Чтобы учесть временную задержку на перерисовку изображения, видимого в телескоп, на лист бумаги и скорректировать неточность времени из-за несовершенства часовых механизмов в XVII–XVIII веках, мы используем 30-минутное окно около времени, указанного наблюдателем. В этом временном интервале мы минимизируем кумулятивную дисперсию широт солнечных пятен при их движении по солнечному диску.

Иногда ориентация изображения не соответствует тому, как Солнце было видно в телескоп. Также ориентация изображения могла измениться при перерисовке или гравировке, а иногда наблюдатель вовсе не указывал время наблюдения. Во всех этих случаях мы применяли метод II. Метод минимизирует широтную дисперсию пятен во всем диапазоне ориентаций изображения, без ограничений на параллактический и позиционный углы. При высоком качестве наблюдений, выполненных с использованием проекционного аппарата, восстановленные методами I и II гелиокоординаты пятен различаются в среднем не более чем на 3° .

Табличные данные справа от зарисовок (рисунок) показывают назначенные номера групп пятен, их площади (м.д.п.) и взвешенные на площади широты и долготы групп пятен. Площади и координаты каждого пятна представлены в табличных данных во вкладке Data.

Выводы

В данной работе мы представили предварительные результаты создания открытой базы данных аннотированных исторических зарисовок по наблюдениям солнечных пятен в XVII–XVIII веках. Целью создания данного веб-ресурса служит сохранение архивных наблюдательных данных для их последующего использования в задаче реконструкции солнечных индексов активности на масштабе 400+ лет.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-47-00084 «Магнитное пересоединение в космической и лабораторной плазме: компьютерные симуляции и эмпирическое моделирование».

Литература

1. *Spoerer, G.* Ueber die periodicitat der sonnenflecken seit dem Jahre 1618... // Nova Acta Band LIII (2), 1889.
2. *Newcomb, S.* On the period of the solar spots // Astrophysical Journal, 1901, v.13, p. 1.
3. *Wittman, A.* The sunspot cycle before the Maunder minimum // Astronomy and Astrophysics, 1978, v. 66, p. 93.
4. *Pevtsov, A.A., Virtanen, I., Mursula, K., et al.* Reconstructing solar magnetic fields from historical observations. I. Renormalized Ca K spectroheliograms and pseudo-magnetograms // Astronomy and Astrophysics, 2016, v. 585, id. A40, 9 pp.
5. *Arlt, R., Vaquero, J.M.* Historical sunspot records // Living Reviews in Solar Phys., 2020, v. 17, Issue 1, article id.1.
6. *Vokhmyanin, M., Zolotova, N.* Sunspot Observations at the Eimmart Observatory: Revision and Supplement // Solar Phys., 2023, v. 298:113.
7. *Hoyt, D.V., Schatten, K.H.* Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction // Solar Phys., 1998, v. 181, Issue 2, p. 491-512.
8. *Ribes, J.C., Nesme-Ribes, E.* The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715 // Astron. Astrophys., 1993, v. 276, pp. 549-563.
9. *Clette, F., Lefevre, L., Chatzistergos, T., et al.* Recalibration of the sunspot number: status report // Solar Physics, 2023, v. 298:3, article id.44.

СВЯЗЬ ДЛИНЫ И АМПЛИТУДЫ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ ДЛЯ ТЫСЯЧЕЛЕТНЕГО РЯДА ПЯТЕННОВОГО ИНДЕКСА

Иванов В.Г.

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

LINK BETWEEN LENGTH AND AMPLITUDE OF 11-YEAR CYCLES FOR MILLENIUM SUNSPOT INDEX SERIES

Ivanov V.G.

The Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-131-134>

In the recent work by Usoskin et al. a series of annual sunspot indices for years 971–1899 was reconstructed. Using this series, we study "the Length-Amplitude Rule" (LAR), according to which the length of a given 11-year solar cycle from minimum to minimum anti-correlates with the amplitude of the next cycle. We show that approximately since the 14th century two regimes can be selected in the series: I) epochs of normal activity, when LAR holds true; II) epochs of Maunder, Spörer and Wolf grand minimums, when there are no noticeable links between amplitudes and lengths of cycles. Before the 14th century the LAR and its relation to the level of global activity of the Sun is less pronounced, which, probably, is a consequence of inaccuracies of 11-year cycle parameters determination in this epoch.

Одно из проявлений нелинейного характера солнечной цикличности — связь между амплитудами циклов и длинами их частей. Например, известна антикорреляция между длиной ветви роста цикла и его амплитудой («правило Вальдмайера») [1]. Отмечается также антикорреляция между длиной данного 11-летнего цикла и амплитудой следующего (правило «Длина-Амплитуда», или ПДА) [2–6].

В недавней статье Усоскина и др. [7] предложена реконструкция ряда среднегодового числа Вольфа за 997–1899 годы (SN_R). Авторы, в частности, показали, что для некоторых из 85 одиннадцатилетних циклов выполняется правило Вальдмайера. Интересен вопрос о том, проявляется ли ПДА в этой реконструкции, его выяснению и посвящена данная работа.

Результаты реконструкции представлены в [7] в двух формах: (а) годовой ряд индекса (рис. 1) и (б) таблица 1, в которой приведены годы экстремумов циклов, а также флаги качества выделения цикла q . Так как эти формы являются результатом разных способов усреднения 10000 случайных реализаций модели, данные (а) и (б) не полностью согласуются [8]: экстремумы из (б) иногда отличаются от локальных экстремумов ряда (а). Поэтому мы корректируем данные (б), сдвинув в них минимумы пятнадцати и максимумы семи циклов на годы, соответствующие экстремумам ряда (а). Зная моменты минимумов $t_m(k)$ (они даны в [7] с точностью до года, но мы уточняем их, проводя интерполяцию ряда по трём годам вблизи мини-

мума), мы получаем длины ряда от минимума до минимума $T_{mm}(k) = t_m(k+1) - t_m(k)$, а зная моменты максимумов — амплитуды циклов $SN_M(k)$, где k — номер цикла. В результате мы получаем ряд SN_R [9], с которым и будем работать ниже.

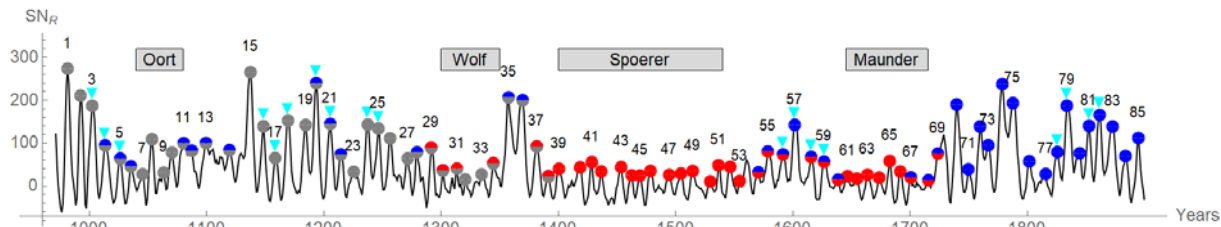


Рис. 1. Годовой ряд реконструкции [7] и его 11-летние циклы (циклы нумерованы согласно [7], цикл № 73 соответствует первому циклу цюрихской нумерации). Голубые треугольники — пары качественных циклов с $q \geq 4$, синие и красные кружки — циклы, которые относятся к ветвям I и II соответственно, серые кружки — циклы вне ветвей, двуцветные кружки обозначают циклы промежуточного типа, относящиеся к нескольким группам. Серые прямоугольники помечают эпохи глобальных минимумов.

На рис. 2а изображена зависимость ПДА для ряда Вольфа SN_W за 1700–2022 годы [10], а на рис. 3 — для реконструированного ряда SN_R . Можно видеть, что для полного набора циклов этого ряда (анти)корреляции между длиной и амплитудой нет (рис. 3а), однако она появляется, если брать только 11 пар качественных циклов с $q \geq 4$ (рис. 3б).

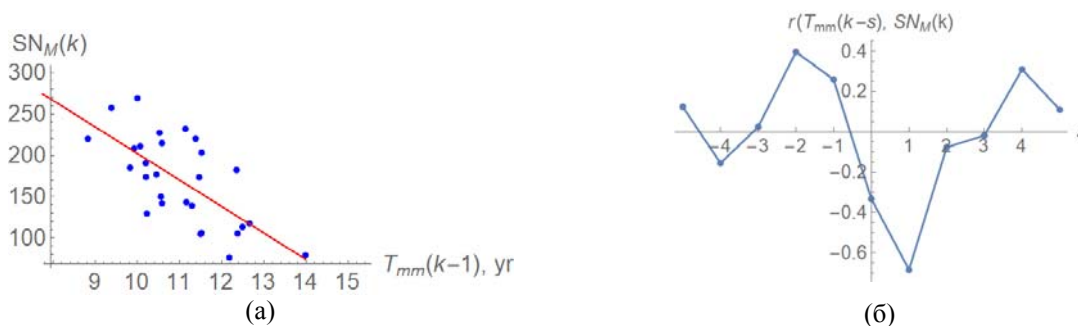


Рис. 2. ПДА для SN_W : (а) связь между $T_{mm}(k-1)$ и $SN_M(k)$, коэффициент корреляции $r = -0.68$, значимость $p = 3 \cdot 10^{-5}$, регрессия $SN_M(k) = (523 \pm 74) - (32 \pm 7) T_{mm}(k-1)$; (б) коэффициент корреляции $r(T_{mm}(k-s), SN_M(k))$ как функция s .

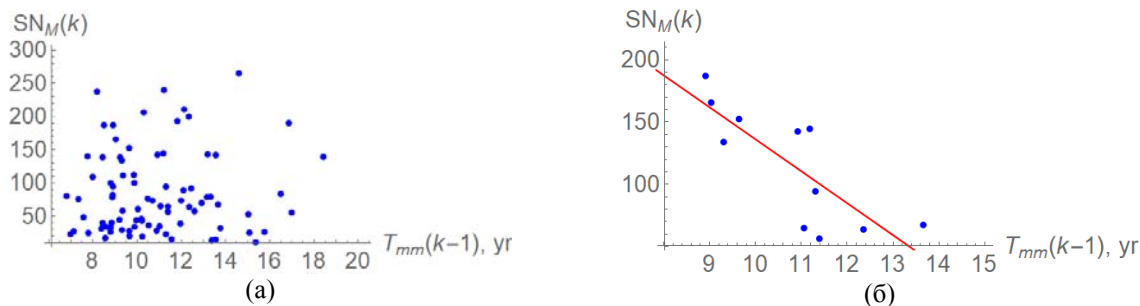


Рис. 3. ПДА для SN_R : (а) связь между $T_{mm}(k-1)$ и $SN_M(k)$ для полного ряда: $r = +0.08$, $p = 0.24$; (б) та же связь для пар циклов с $q \geq 4$: $r = -0.80$, $p = 0.002$, $SN_M(k) = (393 \pm 70) - (26 \pm 6) T_{mm}(k-1)$.

Построим ряды $SN_{M,4}$ и $T_{mm,4}$, сглаживая ряды SN_M и T_{mm} с помощью скользящего среднего по 4 циклам. Эта операция уменьшает разрешение по времени, но снижает ошибки реконструкции параметров циклов. Можно видеть, что с начала XV века (т.е. с начала минимума Шпёрера, в циклах 38–85) зависимость между $SN_{M,4}(k)$ и $T_{mm,4}(k-1)$ отчётливо делится на две ветви (рис. 4а): для ветви I, с индексом $SN \geq 65$, ПДА выполняется, а для ветви II, с $SN < 65$, связь между длиной цикла и амплитудой мала при любых сдвигах (рис. 4б). На рис. 1 показано, как распределены эти циклы по времени. Циклы ветви II тяготеют к эпохам глобальных минимумов Шпёрера (1400–1540) и Маундера (1645–1715), а циклы ветви I — к эпохам нормальной глобальной активности. Заметим, что из-за сглаживания мы можем относить к той или иной ветви только группы из четырёх циклов. Из-за этого существуют «промежуточные» циклы, которые входят в четвёрки, соответствующие обеим ветвям. Эти циклы, как легко ожидать, сосредоточены в зонах, переходных между двумя режимами 11-летней цикличности. При этом для ПДА ветви I максимум антикорреляции, как и в случае ПДА для SM_W , приходится на сдвиг $s = 1$ (ср. рис. 2б и 4б).

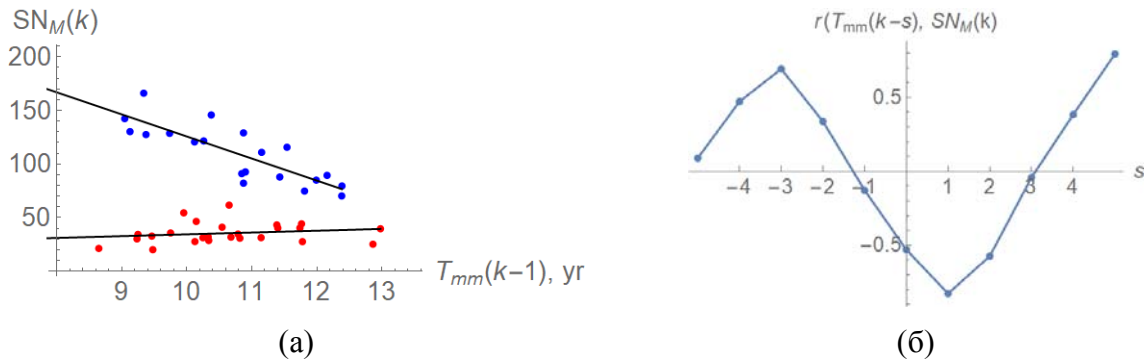


Рис. 4. (а) ПДА для части ряда $SN_{R,4}$, начинающейся с цикла 38. Каждая точка соответствует четверке циклов сглаженного ряда. Для верхней ветви I (синие точки) $r = -0.83$, $p = 3 \cdot 10^{-6}$, $SN_{M,4}(k) = (332 \pm 36) - (21 \pm 3) T_{mm,4}(k-1)$, для нижней ветви II (красные точки) $r = +0.33$, $p = 0.05$; (б) коэффициент корреляции $r(T_{mm,4}(k-s), SN_{M,4}(k))$ в зависимости от сдвига s для ветви I.

Используя выделенные ветви, мы можем классифицировать оставшиеся циклы ряда SN_R №№ 1–37 следующим образом (рис. 5): четверку циклов будем относить к ветви I (II), если расстояние по оси ординат Δ между соответствующей точкой и регрессионной кривой для ветви I (II) меньше, чем для ветви II (I), и при этом $\Delta \leq 2.5 \sigma_x$, где σ_x — остаточное стандартное отклонение для регрессии I (II) (для ветви I $\sigma_x = \sigma_I = 14.8$, а для ветви II $\sigma_x = \sigma_{II} = 9.3$). Таким образом, мы разбиваем четверки циклов на три группы: относящиеся к ветвям I, II и не относящиеся ни к какой из ветвей (при этом, как и выше, мы можем получать «промежуточные» циклы, не поддающиеся точной классификации). Из рис. 1 видно, что в глобальном минимуме Вольфа располагаются циклы, которые можно отнести

к ветви II, однако при дальнейшем движении в прошлое связь ветвей с уровнем глобальной цикличности размывается — например, циклы глобального минимума Оорта частично относятся к ветви I. Возможно, такая ситуация связана с ухудшением качества выделения параметров циклов в первой трети прошлого тысячелетия.

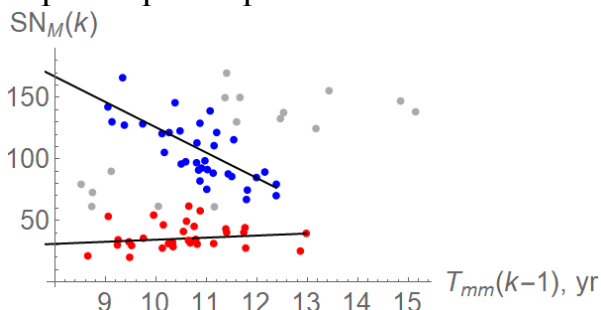


Рис. 5. Классификация циклов ряда SN_M . Синие кружки — четвёрки циклов, относящиеся к ветви I, красные — к ветви II, серые — вне ветвей.

Итак, мы показали существование ПДА в тысячелетней реконструкции пятенного индекса SN_R [1]. Для хорошо выделенных циклов (при $q \geq 4$) соответствующая ПДА антикорреляция равна -0.80 , то есть правило выражено даже сильнее, чем в 300-летнем ряде Вольфа SN_W ($r = -0.68$). При этом, начиная примерно с XIV века, в ряде индекса отчётливо выделяются два режима:

I) эпохи нормальной активности, в которые ПДА выполняется; II) эпохи глобальных минимумов активности (Шпёрера, Маундера и Вольфа), в которые связь амплитуды цикла с его длиной слаба или отсутствует. Есть указания на то, что эти же два режима существовали и до XIV века, однако невысокая надёжность выделения 11-летних циклов в эту эпоху не позволяет говорить об этом уверенно.

Литература

1. Waldmeier M. // Astron. Mitt. Eidgenössischen Sternwarte Zürich, 1935, v. 14, pp. 105–136.
2. Chernosky E.J. // Publ. Astron. Soc. Pac., 1954, v. 392, pp. 241
3. Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J. // Solar Phys., 1994, v. 151, pp. 177–190.
4. Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M. // Astron. Astrophys., 2002, v. 396, pp. 1029–1035.
5. Hathaway D.H. // Living Rev. Solar Phys., 2015, v.12, pp. 4–87.
6. Ivanov V.G. // Geomagnetism and Aeronomy, 2021, v. 61, No. 7, pp. 1029–1034.
7. Usoskin I., Solanki S.K., Krivova N.A. et al. // Astron. Astrophys., 2021, v.649, A141.
8. Усоскин Илья, частная переписка.
9. <http://www.gaoran.ru/personal/ivanov/data1/>
10. Clette F, Svalgaard L, Vaquero J.M., Cliver E.W. // Space. Sci. Rev., 2014, v. 186, pp. 35–103; https://www.sidc.be/silso/DATA/SN_y_tot_V2.0.dat

**ИТОГИ ИССЛЕДОВАНИЙ СТРУКТУРЫ И ФИЗИЧЕСКИХ
ПАРАМЕТРОВ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ СОЛНЦА
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ
НА РАДИОТЕЛЕСКОПАХ ИПА РАН ЗА ПЕРИОД 1999–2022 ГГ.**

**Иванов Д.В.¹, Рахимов И.А.¹, Дьяков А.А.¹, Ильин Г.Н.¹,
Петерова Н.Г.², Топчило Н.А.³, Ипатов А.В.¹, Андреева Т.С.¹,
Хвостов Е.Ю.¹, Быков В.Ю.¹**

¹*Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский Филиал САО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

³*Санкт-Петербургский Государственный Университет, г. Санкт-Петербург, Россия*

**RESULTS OF STUDIES OF THE STRUCTURE AND PHYSICAL
PARAMETERS OF THE SUN'S CORONAL PLASMA
ACCORDING TO SOLAR ECLIPSE OBSERVATIONS ON THE RADIO
TELESCOPES OF IAA RAS FOR THE PERIOD 1999–2022**

**Ivanov D.V.¹, Rakhimov I.A.¹, Dyakov A.A.¹, Ilin G.N.¹,
Peterova N.G.², Topchilo N.A.³, Ipatov A.V.¹, Andreeva T.S.¹,
Khvostov E.Yu.¹, Bykov V.Yu.¹**

¹*IAA RAS, St. Petersburg, Russia*

²*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-135-138>

A description is given of the method for studying the microwave radiation of the Sun, implemented using radio telescopes of the IAA RAS, performing observations during solar eclipses. The method is considered the best in terms of accuracy of coordinate measurements, allowing to achieve the maximum resolving power value of ~3 arcsec. The main observational results for the period of two 11-year cycles of solar activity - the 24th and 25th (1999–2022) are presented. The most significant is the distribution of the radio brightness of the microwave radiation source above the sunspot obtained during the observation of the 2011 eclipse, demonstrating a characteristic (double-humped) appearance of the image, confirming the correctness of ideas about the nature of the phenomenon of polarization sign reversal. An important result is the assessment of the average brightness temperature of the quiet Sun, which showed that during the period of minimum solar activity (2020–2022) its value was at the lower limit of the known spectrum of this value. A conclusion is made about the advisability of combining applied tasks with fundamental research tasks.

Наблюдение солнечных затмений является одним из самых достоверных и дешевых способов получения высокого пространственного разрешения в радиодиапазоне. Несмотря на эпизодичность таких наблюдений, полученные результаты внесли заметный вклад в физику Солнца и до сих пор представляют значительный интерес. К их числу относятся наблюдения, выполняемые на радиотелескопах ИПА РАН, в состав которых входят

РТ-32 и РТ-13, работающие на волнах (0.89, 1.06, 3.6, 6.2 и 13) см, и РВП-4 – на частотах (20.7 и 31.4) ГГц.

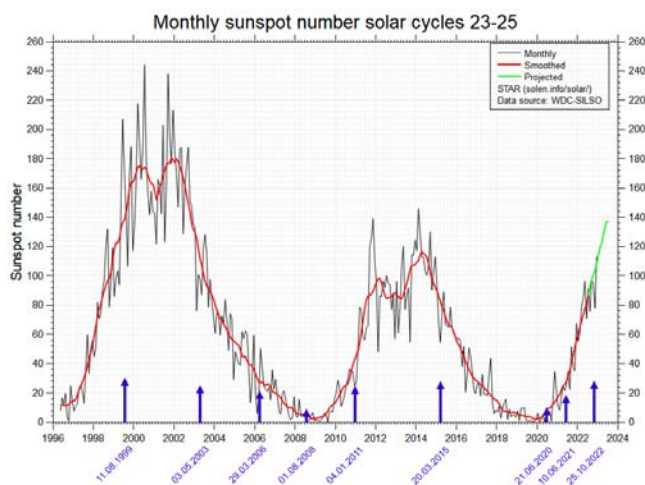


Рис. 1. Полный список наблюдений затмений Солнца в ИПА РАН и уровень активности Солнца в дни затмений.

Среди многих интересных результатов выполненных наблюдений [1] следует отметить:

1. Квазидвумерное распределение радиояркости по пятну (рис. 2).

Асимметрия источника излучения над солнечными пятнами и характерный (двугорбый) вид степени поляризации подтверждает правильность представлений о природе их зависимости от угла зрения как источников циклотронного микроволнового излучения (ИЦМИ). Это же свидетельствует, что физические параметры атмосферы (плотность и температура) соответствуют определенным среднестатистическим значениям. Подобные эффекты фиксируются и в наблюдениях РАТАН-600, но на значительно более коротких волнах, где его ДН позволяет частично разрешить тонкую структуру достаточно крупных пятен.

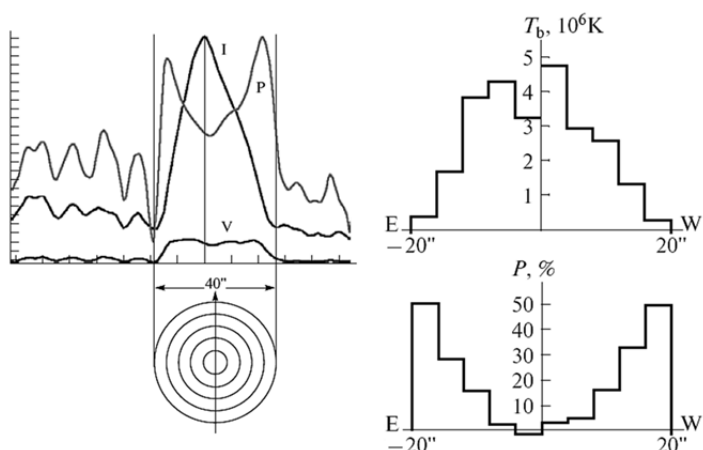


Рис. 2. Распределение радиояркости и степени круговой поляризации ИЦМИ на волне 6.2 см над пятном в NOAA 11140 (затмение 2011 г.). Слева – наблюдаемое распределение, справа – восстановленное в предположении о круговой симметрии E-W половинок изображения.

2. Оценка высоты над уровнем фотосферы пятенных источников микроволнового излучения (рис. 3).

Важным параметром для модели пятенного ИЦМИ является ее высота над уровнем фотосферы. По наблюдениям затмения 2011 г. показано, что

для пятна вблизи лимба Солнца центр тяжести радиоизлучения в см диапазоне был смещен к лимбу на $\sim 10''$ относительно изображения в белом свете, т.е. высота ИЦМИ была очень небольшой < 5 тыс. км. С учетом особенностей направленности циклотронного излучения истинное значение высоты может быть значительно меньше.

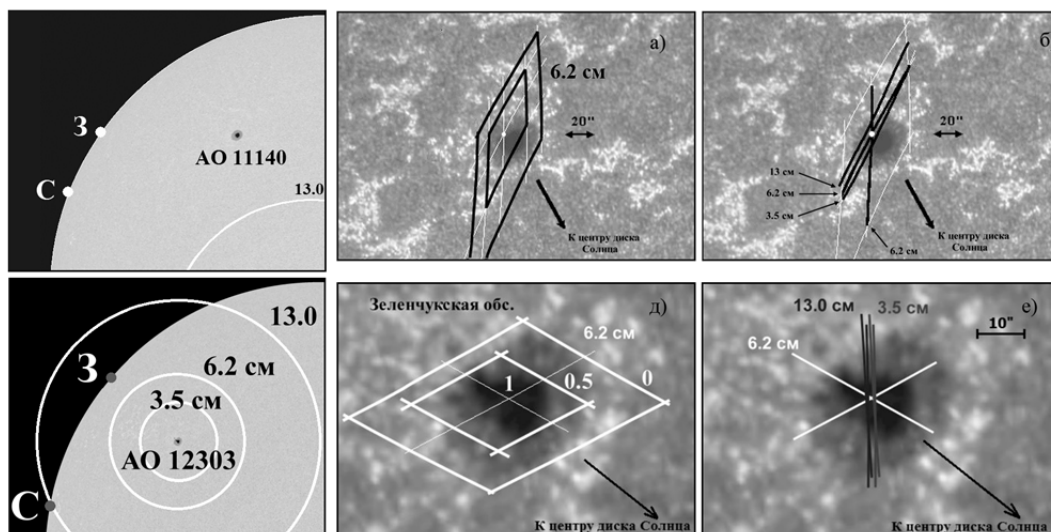


Рис. 3. К определению высоты пятенного ИЦМИ над уровнем фотосферы. Показаны изображение пятен в белом свете и УФ-линии, на которое наложено положение лунного лимба (ромбы и его отрезки) для максимума и размеров источника. Размеры диаграммы направленности РТ-32 по уровню 0.5 показаны на левых рисунках.

3. Измерение радиорadiusа Солнца (рис. 4).

Значения простых характеристик распределения радиояркости в прилимовой зоне – радиорadiusа и величины уярчения к краю продолжают, оставаться очень важными для теории и моделирования солнечной атмосферы. Они определяются высотным распределением физических параметров в атмосфере Солнца, и могут эффективно изучаться при наблюдении затмений в период I и IV контактов.

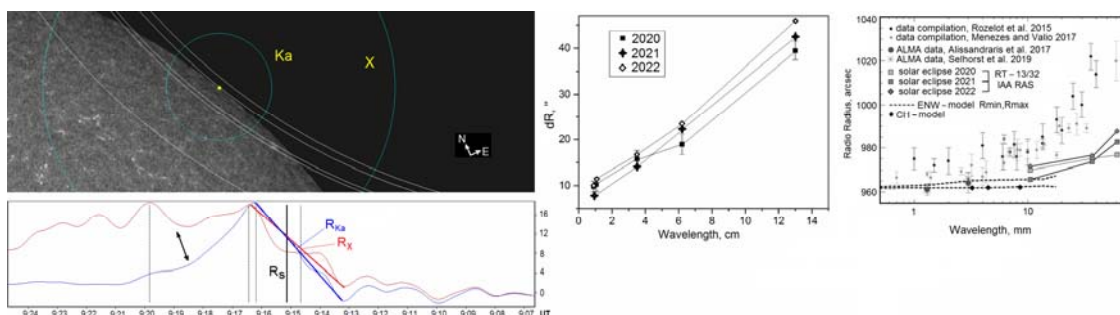


Рис. 4. Методика и результаты измерения радиорadiusа Солнца по наблюдениям затмений на радиотелескопах ИПА РАН [1].

Измеренные нами в эпоху низкой солнечной активности (2020–2022 гг.) величины радиорadiusа оказались значительно меньше встреча-

ющихся в литературе и близки к значениям, полученным по современным 3D расчетам атмосферы Солнца. Причины отмеченного расхождения пока не установлены.

4. Оценка средней яркостной температуры спокойного Солнца (рис. 5).

Исследования яркостной температуры спокойного Солнца на волнах ~ 1 см показали, что в период минимума солнечной активности (2020–2022 гг.) ее значение находилось у нижней границы известного спектра этой величины. Поэтому говорить об уникальности текущего цикла преждевременно.

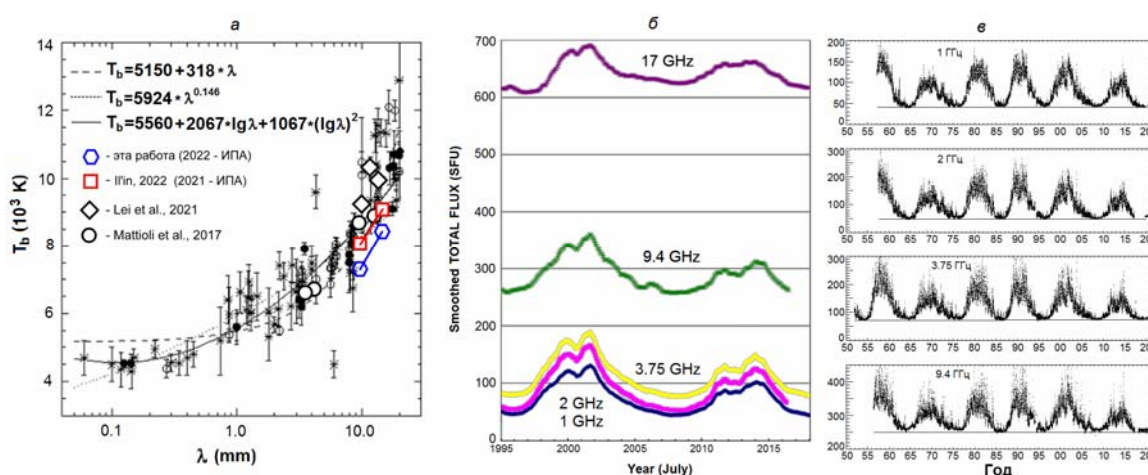


Рис. 5. Спектр яркостной температуры спокойного Солнца, дополненный нашими наблюдениями 2021–2022 гг. в период солнечного минимума.

Наш 23-х летний опыт использования радиотелескопов комплекса «Квазар-КВО» ИПА РАН для наблюдения солнечных затмений показывает, что они, как поодиночке, так и в составе единого комплекса разнородных инструментов, могут эффективно использоваться для наблюдения различных солнечных образований на диске и в прилиम्бовой зоне Солнца и являются важным дополнением существующих радиогелиографов.

Работа Петеровой Н.Г. выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Литература

1. Иванов Д.В., Рахимов И.А., Дьяков А.А., и др. Итоги исследований Солнца по наблюдениям солнечных затмений на радиотелескопах ИПА РАН за период 1999–2022 гг. // Труды ИПА. 2023. Вып. 65. С. 7–22.

ТЕКУЩИЙ 25 ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ПРЕДДВЕРИИ ФАЗЫ МАКСИМУМА

Ишков В.Н.

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

CURRENT 25 CYCLE OF SOLAR ACTIVITY AHEAD OF THE MAXIMUM PHASE

Ishkov V.N.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-139-144>

Since January 2020, current SC25 have begun, which, according to the development of the first four years and the Gnevyshev-Ol' rule, will be a cycle of medium magnitude. On October 2023, the development of the current 25th solar cycle is approaching the maximum phase, the beginning of which can be expected in October 2023, and the maximum point itself, judging by the development of the rise phase, in June-August 2024 with $W^ = 100 \pm 10$ (165 ± 17 in the V2 system). The minimum of the current cycle should be expected in the first half of 2031. The study of a reliable series of sunspots observations led to the possibility of formulating a scenario for the sustainable development of solar cyclicity over the past ~190 years. It provides for a regular change in the level of sunspot activity in different epochs of solar activity (SA), increased or decreased, with clearly distinguished transition periods, which reflects three different modes of generation of the general magnetic field of the Sun, with a duration of ~5 solar cycles (SC).*

1. Главным результатом исследования достоверного ряда (1849–2015) относительных чисел солнечных пятен является выявленный сценарий устойчивого развития солнечной цикличности, в последние ~190 лет [1]. Данный сценарий предусматривает регулярную смену уровня пятнообразовательной деятельности при переходе от эпох повышенной солнечной активности (СА) к эпохам пониженной и, наоборот, – от пониженной к повышенной с чётко выделяемыми переходными солнечными циклами (СЦ). Этот сценарий требует от моделей пятнообразовательной активности трёх различных режимов генерации общего магнитного поля (МП) Солнца, длительностью ~5 СЦ. Полный цикл осуществления всех 3-х режимов ~130–140 лет. Режим пониженной генерации общего МП Солнца приводит к образованию последовательности низких и средних СЦ, тогда как в режиме повышенной генерации появляются только высокие и средние СЦ. Внутри достоверных эпох сохраняются все наблюдательные закономерности и правила развития СЦ. Развитие прошедшего СЦ24 и начальный этап развития СЦ25 подтверждают, что СА вступила во 2-ую эпоху пониженной СА: последующие 5 СЦ (по сценарию) должны чередоваться и быть

низкой и средней величины и в течение ~55 лет мы не будем наблюдать высоких ($W^* > 145$) циклов СА.

2. Текущий СЦ25 начался в январе 2020 г., является 2-м компонентом физического 22-летнего СЦ и по ходу развития (3.8 г.) попадает в семейство СЦ средней величины, что и следует из правила Гневывшева-Оля. На рис. 1 дается ход развития текущего СЦ25 в семействе СЦ средней величины.

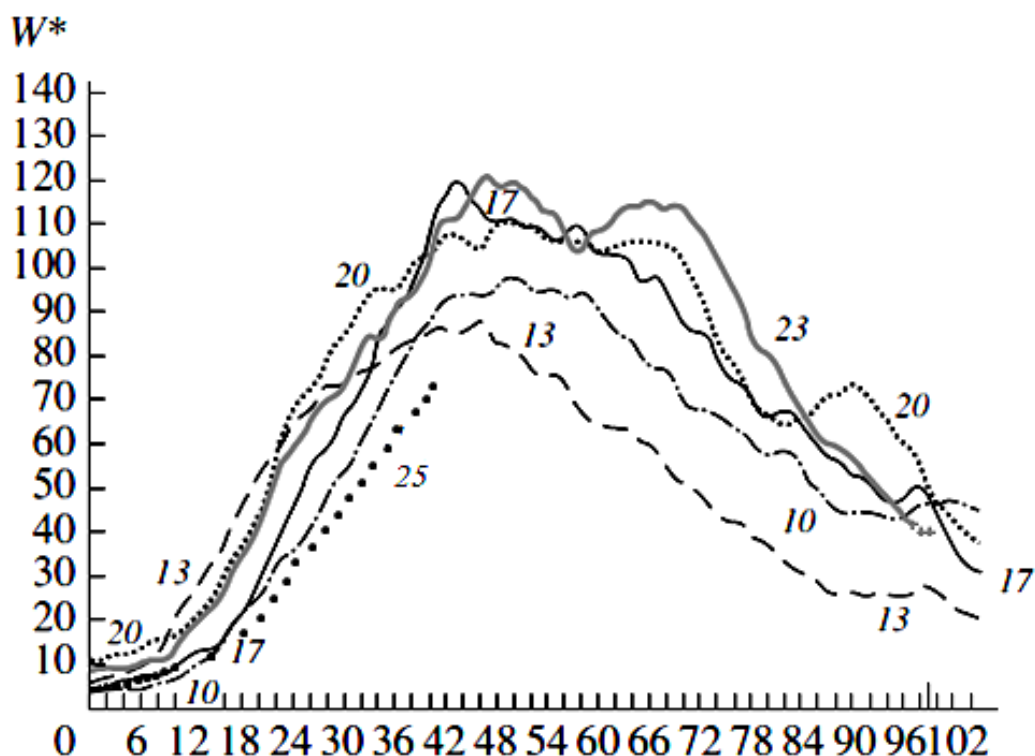


Рис. 1. Ход развития текущего СЦ25 в семействе СЦ средней величины в месяцах после начала циклов.

Особенности развития всех достоверных СЦ средней величины эпох СА было рассмотрено в [2]. За рассматриваемый период СА прошла полуфазу минимума ветви роста, длительность которой составила почти 2 года, что является рекордом для СЦ средней величины. Под фазой минимума здесь понимается интервал времени, когда сглаженные значения относительных чисел солнечных пятен остаются в пределах $W^* \leq 30$. Фаза минимума является общей для текущего и последующего СЦ, однако точку минимума принято относить к завершающемуся СЦ. К ноябрю 2023 г. СЦ25 вплотную приблизился к фазе максимума. Под фазой максимума здесь понимается отрезок времени, когда значения относительного числа солнечных пятен (W^*) находятся в пределах 15% от стандартно сглаженного значения в максимуме цикла (W^*_{\max}).

За развитием текущего СЦ можно следить на странице <http://www.izmiran.ru/saf>, где каждый первый понедельник месяца публи-

куются основные индексы солнечной и геомагнитной активности и все изменения в пятнообразовательной и вспышечной деятельности Солнца. Наиболее значимым ожидаемым наблюдательным событием в фазе максимума является процесс переполюсовки общего магнитного поля Солнца. Этот процесс включает в себя последовательную смену знака поля на полюсах Солнца и хорошо определяется по служебным наблюдениям в солнечной обсерватории Wilcox (USA), на котором видно, что процесс переполюсовки в текущем СЦ уже начался в июле 2023 г. с северного полушария и на данный небольшой период (~0.5 г.) Солнце осталось практически без магнитных полюсов, что хорошо видно на рис. 2 (суммарное полярное магнитное поле показывает 0 Гс). Исчезновение полюсов означает, что мы находимся на пороге фазы максимума, которую можно ждать в октябрь-ноябре 2023 г., а саму точку максимума, если судить по динамике развития фазы роста, в июне-августе 2024 г. $W^* = 100 \pm 10$ (165 ± 17 в системе V2). Точку минимума текущего цикла следует ожидать в первой половине 2031.

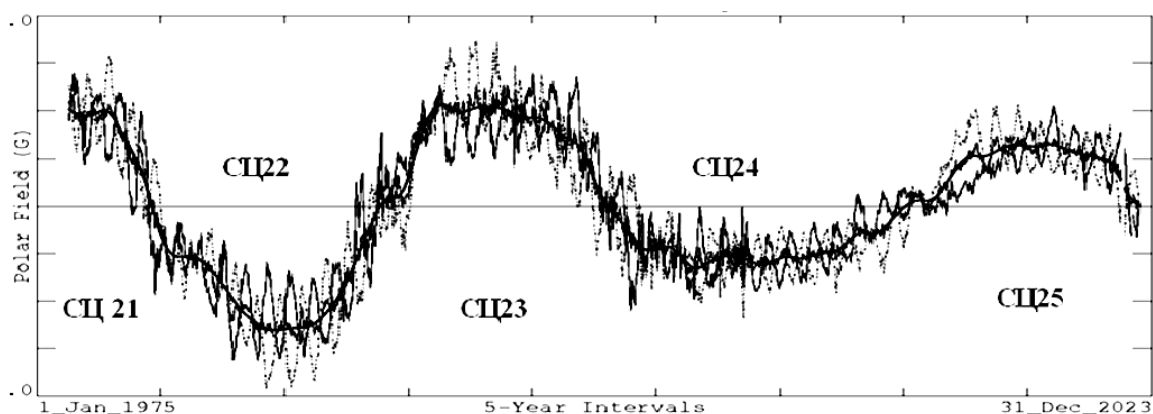


Рис. 2. Вариации полярного магнитного поля 1975–2023 г. на северном полюсе Солнца (тонкая линия), на южном (тонкая точечная линия и суммарное (толстая линия)). [<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>]

Сам процесс переполюсовки общего магнитного поля Солнца происходит в фазе максимума и составляет 5–16 месяцев. В нечётных СЦ 19, 21 и 23 процесс полной переполюсовки происходил быстро: полюсам потребовалось 0.6 ± 1 месяцев, чтобы полностью сменить знак поля на противоположный [3, 4]. В чётных СЦ 20, 22, 24 на это ушло от 13 до 15 месяцев, в результате чего Солнце на какой то период времени (до года) остается без магнитных полюсов. В процессе переполюсовки один полюс переключается раньше другого, и в последних 5 СЦ, кроме СЦ23, это был северный полюс. На некоторое время оба полюса исчезают или на небольшой период магнитное поле Солнца переходит в режим квадруполь (СЦ22). Статистика пока мала (с СЦ19), и детальную картину динамики процесса переполюсовки и зависимости её от характеристик СА можно отслеживать либо по изменениям полярного магнитного поля либо по последовательному смещению поясов солнечных волокон, которые исчезают, достигнув полюсов.

Основной особенностью настоящего периода развития текущего СЦ25 (фаза роста) является достаточно резкое увеличение пятнообразовательной активности после ноября 2022 г. и до настоящего времени: из 718 пятенных активных областей 326 образовалось за этот период.

Однако в третьей декаде октября пятнообразовательная активность также резко упала до очень низкого уровня, и 23–25.10 на видимом диске наблюдалось всего 2 группы пятен по одной на каждое полушарие, что, с большой вероятностью означает, что в настоящее время СА проходит характерный для каждого СЦ, провал Гневышева. Значимый спад пятнообразовательной и вспышечной активности и в это короткое время приводит к еще большему понижению межпланетного поля и способствует повышению фона галактических космических лучей.

Рассмотрим основные характеристики текущего цикла СА после 46 месяцев его развития:

- формальное начало текущего цикла СА январь 2020 г., и начальное значение сглаженного числа Вольфа $W_{\text{мин}}^* = 1.3$ (1.8 в системе V2);

- последняя группа пятен старого цикла (AR12766 в системе службы Солнца NOAA) отмечена в июле 2020 г., в дальнейшем развивался только новый цикл, и в каждом обороте количество активных областей неизменно нарастало [5];

- количество беспятенных дней в полуфазе минимума – 273, что является нормой для СЦ средней величины;

- первые группы пятен текущего цикла появились в северном полушарии (N43) в августе 2017 г., а в южном (S37) только в январе 2018 г., что характерно для большинства достоверных СЦ, за 1–1.5 гг. до точки минимума [5]; первая устойчивая (≥ 7 сут) группа пятен образовалась 24.01.2020, а следующая только 17.10. С 12.04.2021 группы пятен наблюдаются постоянно;

- начало фазы роста – ноябрь 2021 г., когда видимый диск Солнца одновременно проходил сразу 3 активные группы пятен среднего размера с площадями >300 м.д.п.;

- появление первой большой спокойной ($S_p = 1000$ мдп) группы солнечных пятен – ноябрь 2020, а первой очень большой ($S_p \geq 1500$ мдп, северное полушарие Солнца) – начало ноября 2021 года;

- со времени появления групп солнечных пятен с порядком полярности текущего 25 СЦ (август 2017 г.) и до формального начала цикла асимметрии пятнообразовательной деятельности по полушариям практически не было. С началом значимой пятнообразовательной активности (октябрь 2020 г.) активные области южного полушария стали преобладать, но уже к концу 2021 г. стало преобладать северное полушарие [7];

- вспышечная активность находится на уровне, превосходящем СЦ 24 по количеству значимых вспышек, но отстает по количеству мощных, и явно уступает переходному СЦ 23: всего за рассматриваемый период осу-

шествилось 569 значимых солнечных вспышечных события, из которых 493 были средних классов (M1–M4.9), 56 больших (рентгеновского класса M5–M9.9) и 20 – класса X, большая из которых была рентгеновского класса X2.2. В 2023 г., когда резко увеличилось число вспышечно-активных групп пятен, вспышечных событий средних и больших классов реализовалось 307, 42 и 12, соответственно.

– по количеству солнечных протонных событий с потоками частиц $>1 \text{ pfu}$ ($E \geq 10 \text{ МэВ}$) за одинаковый период развития последних 3 циклов, текущий СЦ (38 СПС) идёт на уровне СЦ24 (40) и заметно опережает СЦ23 (24). Это указывает на сохранении во всем 7 физическом СЦ облегчённого выхода протонов во вспышечных событиях.

– сглаженные суточные значения выбросов коронального вещества превышают уровень СЦ24 (4/сут). Их абсолютные величины последние несколько месяцев сравнимы с предыдущими СЦ (около 6/сут) и их средняя фазовая скорость в СЦ 23–25 аналогичны; число и характеристики межпланетных выбросов коронального вещества в SC25 аналогично такому в SC 24, но больше, чем в SC 23 в ~ 2 раза [7].

– в геомагнитном поле зарегистрированы 60 магнитных бурь: 4 больших и 16 умеренных. По современной шкале космической погоды для магнитных бурь [<https://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation>], которая оценивает интенсивность события, в текущем цикле за рассматриваемый период зарегистрировано: магнитных бурь класса G4 – 4, G3 – 5, G2 – 23 и класса G1 – 18. При сравнении СЦ 23–25, текущий 25 является промежуточным вариантом между СЦ 23 и 24, но ближе к СЦ 24, хотя и опережает его по всем проявлениям СА (эпоха пониженной СА!), но значительно меньше, чем СЦ 23 – переходном от эпохи повышенной СА к пониженной. Ap-index достиг своего минимума в апреле 2020 г. через 4 месяца после точки минимума. Самая мощная магнитная буря 3.11. 2021 ($K_p = 8$, $Dst = -105 \text{ нТ}$), текущий месячный максимум $A_p = 11.8 \text{ нТ}$ – в апреле 2022 г.

Развитие текущего СЦ25 подтверждает продолжающийся наблюдаемый дефицит активных явлений, следствием которого становится значимое уменьшение числа сильных спорадических и рекуррентных геомагнитных и ионосферных возмущений, больших протонных событий, не восстановилась геоэффективность корональных дыр.

Итак, в октябре-ноябре 2023 г., текущий СЦ должен войти в фазу максимума, саму точку максимума, если судить по динамике развития фазы роста, в июне-августе 2024 г. $W^* = 100 \pm 10$ (165 ± 17 в системе V2). Точку минимума текущего цикла следует ожидать в первой половине 2031.

Литература

1. *Ishkov, V.N.* Solar sunspot-forming activity and its development on the reliable Wolf numbers series // in book "Variability of the Sun and Sun-like Stars: from Asteroseismology to Space Weather". eds J.-P. Rozelot, E.S Babaev, EDP Sciences Proceedings. – 2018.

ISBN 978-2-7598-2195-2. p.109-118.

https://international.scholarvox.com/catalog/book/88855582?_locale=en

2. *Ishkov V.N.* Medium-Sized Solar Cycles in Different Epochs of Solar Activity // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2023, Vol. 63, No. 7, pp. 162–168.
DOI: 10.1134/S0016793223070101. ISSN 0016-7932,
3. *Nagashima et al.* Galactic cosmic-ray anisotropy and its heliospheric modulation, inferred from the sidereal semidiurnal variations observed in the rigidity range 300–600 GV with multidirectional muon telescope at Sakashita underground station 1991 // *Planetary and Space Science* 39(12):1637-1655, DOI:10.1016/0032-0633(91)90025-6
4. *Ishkov, V.N.* Properties of the current 23rd solar-activity cycle // *Solar System Research*. 2005. Т. 39. № 6. С. 453-461. (2)
5. *Harvey K.L. et al.* // *Solar-Terrestrial Prediction*, **5**, 77
6. *Язев С.А., Исаева Е.С. Хос-Эрдэнэ Б.* 25-й цикл солнечной активности: первые три года // *Солнечно-земная физика*, 2023, 9, №3, с 5-11
7. *Gopalswamy N. et al.* What Do Halo CMEs Tell Us about Solar Cycle 25? // *The Astrophysical Journal Letters*, 2023, 952:L13 (8pp), DOI 10.3847/2041-8213/acdde2

РАСЧЕТ СПЕКТРА МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ВОЛОКНА ДЛЯ ЦЕНТРА ДИСКА СОЛНЦА

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия

CALCULATION OF THE SPECTRUM OF THE MAGNETOSTATIC FILAMENT MODEL FOR THE SOLAR DISK CENTER

Kalinin A.A., Kalinina N.D.

Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-145-148>

In this report, an attempt is made to simulate the spectrum of a prominence based on the magnetostatic model described in [1]. It calculates the thermodynamic parameters of a two-dimensional prominence model. In our case, we set the task of testing the possibility of constructing an atmospheric model for calculating the spectrum, allowing the use of known radiative transfer programs (at the first stage, one-dimensional ones). The spectrum in hydrogen lines was calculated for the vertical section of the MHS model, which corresponds to the spectrum of a cold filament lying horizontally above the surface of the Sun and, according to [1], having a hot, less dense filament underneath it. In the future, it is planned to generalize this technique for two-dimensional problems.

В последние годы достигнут существенный прогресс в понимании процессов, характеризующих активность образований в солнечной атмосфере – вспышек, протуберанцев, корональных выбросов массы. Для этого привлекается мощный аппарат радиационной магнитогазодинамики и соответствующие вычислительные мощности, наработан опыт решения самосогласованного моделирования объектов на Солнце. Пример такого подхода описан, например, в [11]. Важно не только понять конфигурацию и динамику магнитного поля, определяющего активность солнечных объектов, но рассчитать спектральный отклик моделируемого объекта, поскольку именно спектр – это то, что мы реально наблюдаем.

Если характерные скорости внутри исследуемого объекта (в нашем случае вспышечно-подобной структуры – ВПС, обычно видимой на лимбе в виде активного протуберанца, а на диске – активизирующегося волокна) существенно меньше альвеновских, то можно рассматривать его эволюцию как последовательность квазистационарных магнитоэстатических конфигураций со своим набором магнитных и термодинамических параметров – вектора магнитного поля \mathbf{B} , плотности ρ , температуры T , газового давления P и среднего молекулярного веса μ (химсостав стандартный солнечный). Таким образом, применяется подход магнитной гидростатики – МГС. Для полученной конфигурации рассчитывается спектр.

МГС модели известны давно – классическая модель Киппенхана-Шлютера [4] (магнитный “гамак”), “сифон” Пикельнера [5], инверсной полярности магнитного поля Куперуса-Рааду [7] и др. Для сопряжения с программами расчета переноса излучения наиболее удобна модель [4], в рамках которой выполнена классическая работа Хисли и Михаласа [9], развитая впоследствии Хайнцелем и Анзером [6,10 и более поздние].

В 2010 г. Соловьевым [2] был предложен подход к получению МГС моделей протуберанцев на основе обратной задачи – по известной конфигурации магнитного поля рассчитать термодинамические параметры. В результате единым образом получаются все классические модели – Киппенхана-Шлютера, Пикельнера, Куперуса-Рааду.

Для двумерной модели основные уравнения согласно [2] см. рис. 1а.

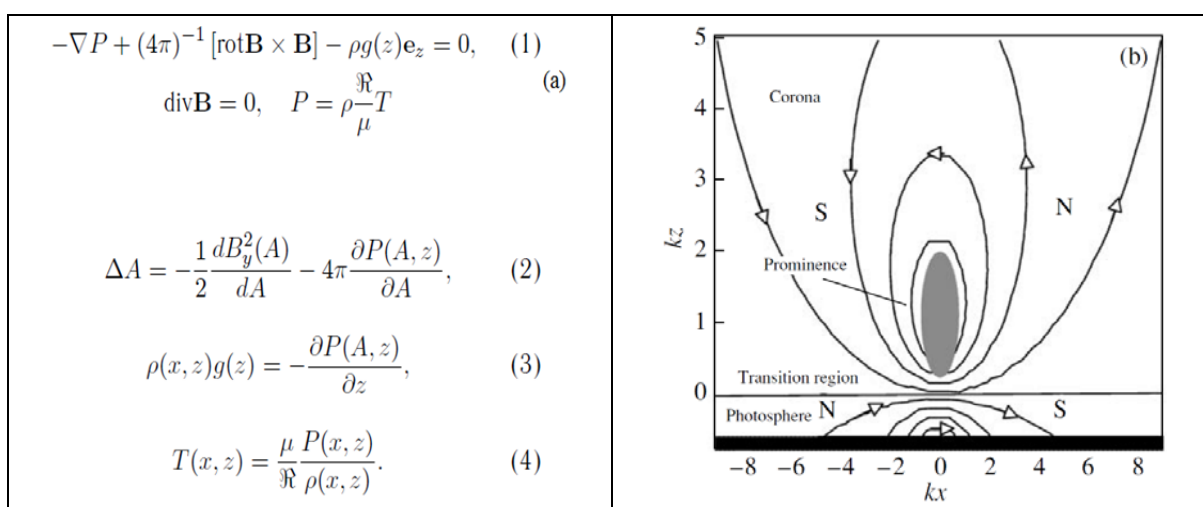


Рис. 1.

Магнитная конфигурация (рис. 1b) расположена на поверхности Солнца (предполагается плоской), ось y перпендикулярна плоскости рисунка (параметры вдоль оси y не меняются), ось x параллельна поверхности Солнца, ось z – перпендикулярна ей. $A(x, z)$ – функция магнитного потока, k – определяет масштаб по осям, остальные обозначения стандартны. Приведена ВПС, соответствующая протуберанцу обратной полярности – модель Куперуса-Рааду (подробности см. [2]). N- и S- полярности поля для наблюдателя, смотрящего в направлении $-z$.

По методике работы [2] в [1] построена модель ВПС для вспышки 6 июля 2011 г., использованная затем в [3] для расчета колебаний такой ВПС. ВПС состоит из двух волокон: холодного, лежащего горизонтально над поверхностью Солнца и имеющего под собой горячее менее плотное волокно (см. рис. 2а). На рис. 2b показаны величины плотности ρ , температуры T и компоненты магнитного поля B_x для разреза ВПС по вертикали ($x = 0$). Принято $\mu = 1.2$.

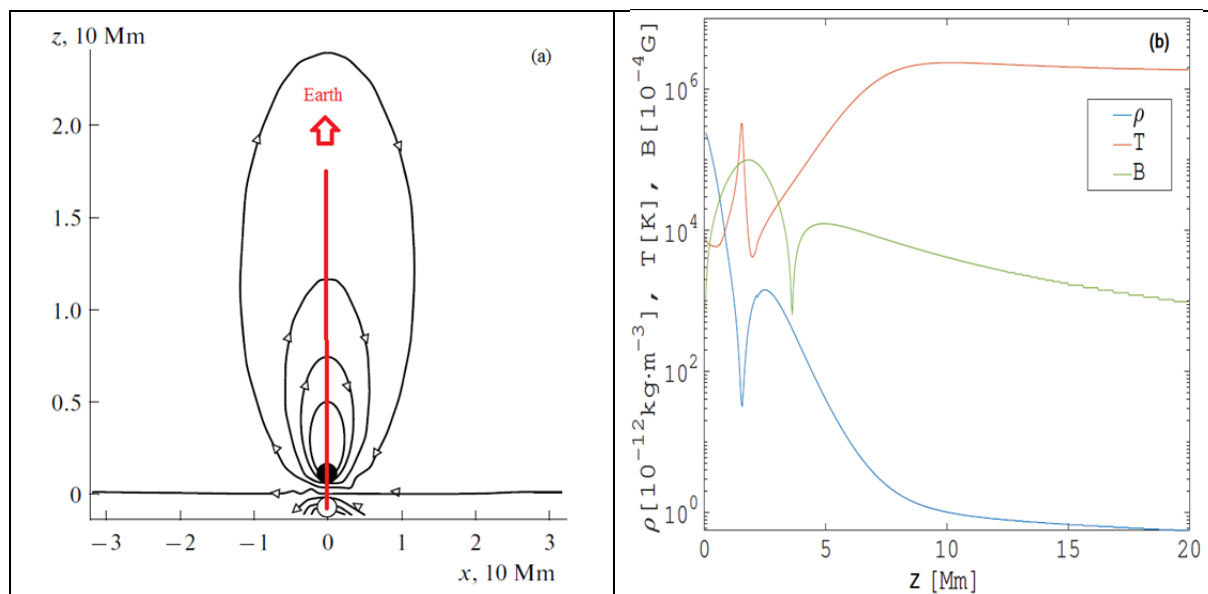


Рис. 2.

Мы поставили задачу опробовать возможность расчета спектра для вертикального сечения описанной МГС модели ВПС, допускающей применение известных программ переноса излучения (на первом этапе одномерных). Расчет спектра производился при помощи программы PRODOP (см., например, [12]). Необходимое для построения модели атмосферы ВПС давление получено из уравнения (4) – рис. 1а. Рассчитан спектр в линиях водорода для вертикального сечения данной МГС модели.

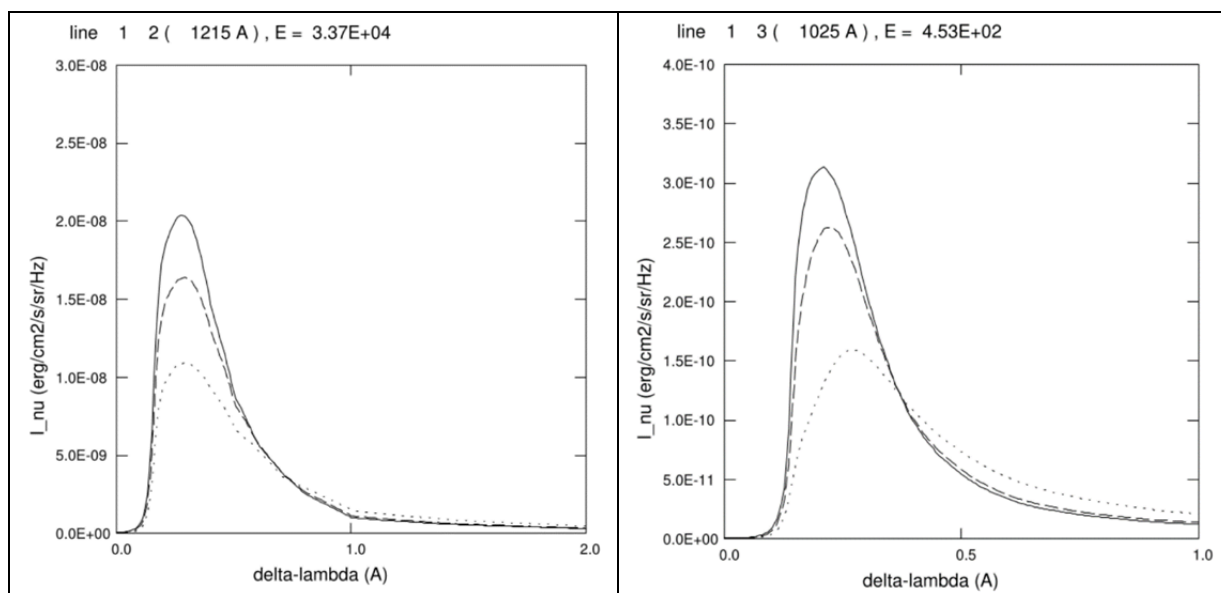


Рис. 3. Слева линия Ly α , справа Ly β .

Профили двух линий водорода (как они видны с Земли – см. рис. 2а) приведены на рис. 3 (постскриптовский файл вывода программы PRODOP). Профили линий Ly α и Ly β показаны сплошной линией. Штри-

ховая и пунктирная линии соответствуют наблюдениям под другим углом и не отражают физику задачи вследствие одномерного подхода и сложной структуры ВПС.

Программа PRODOP в принципе позволяет считать спектры ионизованных кальция и магния, а также гелия. Однако в нашей упрощенной постановке удовлетворительно удалось получить только спектры водорода, а также частично магния и кальция. При этом достигнуть сходимости удалось только при исключении области $z > 5$, т.е. высоких температур и низких плотностей. Кроме того, необходима очень мелкая сетка по x в области особенностей ($z \approx 1.2$) Для гелия не удалось получить результатов, итерации завершаются аварийно.

Результаты и выводы

Показана возможность расчета линий водорода в одномерном сечении МГС модели вспышечно-подобной структуры с помощью известной программы PRODOP (псевдоформальное решение уравнения переноса, т.е. без учета второго измерения). Необходимо тщательно учитывать возможные быстрые изменения параметров модели, сетка по координате z должна быть адаптивной. В дальнейшем нужен переход к двумерным моделям.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2023-0019.

Литература

1. *Solov'ev A.A.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, Vol. 52, No. 8, pp. 1062–1069.
2. *Solov'ev A.A.* // *Astronomy Reports*, 2010, Vol. 54, No. 1, pp. 86–95.
3. *Jelínek P., Karlický M., Smirnova V.V. and Solov'ev A.A.* // *Astron. Astrophys.*, 2020, 637, A42.
4. *Kippenhahn, R. and Schlüter, A.* // *Zeitschrift für Astrofiz.*, 1957, Vol. 43, p.36.
5. *Pikelner S.B.* // *Solar Phys.*, 1971, **17**, 44.
6. *Anzer U.* // *Solar Phys.*, 1972, **24**, 324.
7. *Kuperus M. and Raadu M.A.* // *Astron. Astrophys.*, 1974, **31**, 189.
8. *Low B.C.* // *Astrophys. J.*, 1975, **197**, 251.
9. *Heasley J.N., Mihalas D.* // *Astrophys. J.*, 1976, Vol. 205, pp. 273–285.
10. *Anzer U., Heinzel P.* // *Astron. Astrophys.*, 1999, 349, 974–984.
11. *Björge J.P., Leenaarts J. et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2019, 631, A33.
12. *Labrosse N., Gouttebroze P. and Vial J.-C.* // *Astron. Astrophys.*, 2007, Vol. 463, pp. 1171–1179.

ON THE INFLUENCE OF COROTATING INTERACTION REGIONS OF THE SOLAR WIND ON GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY

Kalinin M.S.¹, Krainev M.B.^{1,2}, Luo X.², Potgieter M.S.²

¹*Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow, Russia*

²*Shandong Institute of Advanced Technology, Jinan, Shandong, China*

О ВЛИЯНИИ КОРОТИРУЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ГКЛ

Калинин¹ М.С., Крайнев^{1,2} М.Б., Луо² С., Потгитер² М.С.

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

²*Шаньдунский институт передовых технологий, Цзинан, Шаньдун, Китай*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-149-152>

Кратко формулируются результаты моделирования, представления о коротирующих областях взаимодействия (КОВ) солнечного ветра и их возможном существенном влиянии на долговременные вариации интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ). Выводы о сильном влиянии КОВ на важные для ГКЛ характеристики гелиосферы делаются по результатам МГД-моделирования, а на интенсивность ГКЛ – по результатам расчётов в простых 2D моделях. Обсуждаются также пути дальнейшего численного исследования эффектов.

Introduction

Corotating interaction regions (CIRs) are heliospheric regions resulting from the interaction between solar wind (SW) streams of different speed with significant changes in the longitudinal distribution of many characteristics including the heliospheric magnetic field (HMF) and galactic cosmic ray (GCR) intensity. For an observer at Earth these changes look like periodic time variations with a period near the synodic rotation period of the Sun ($T_{\odot} \approx 27$ days). As for GCR intensity these variations are rather weak (the relative amplitude $A_{27d} < 10\%$) so usually it is assumed that CIRs do not change the GCR intensity averaged over the solar rotation period (or longitude) which shows a long-term variation (a characteristic time of 11 and 22 years) with a much larger relative amplitude ($A_{11y} < 100\%$). However, it may be so only if CIRs do not change the heliospheric characteristics averaged over longitude.

Recently, a complex analysis of these phenomena including a MHD-simulation of CIR formation and a Monte-Carlo simulation of the GCR intensity was accomplished (see references in [1, 2]). Consequently, we investigated large-scale changes CIRs made in the HMF structures important for GCR modulation according to [1] focusing on the situation for Carrington Rotation (CR) 2066 (January-February 2008). In short, our conclusion was that the large-scale changes the CIRs made to the HMF characteristics were significant so their influence on long-term GCR variations should be taken into account. The main

results of our analysis are published in details in [2, 3]. Here we discuss them, considering also some additional results and ways to proceed with minimum of references (as in the extended abstract).

Large-scale heliospheric characteristics and CIRs

In [2, 3] some of the changes in the distributions of different HMF characteristics due to CIRs were calculated and illustrated with the help of a reference model in which the CIRs were not formed. Here we illustrate these changes without resorting to explicit reference to such model. In Fig. 1a the change of the form of the heliospheric current sheet (HCS) due to CIRs is shown as the change with distance of the quasi-tilt α_{qt} (equal to half of the range of latitudes the HCS occupies, the solid line) and the magnetic equator λ_{me} (the middle of this latitude range, the dashed line). The abrupt change of both characteristics is seen at $r \approx 10$ AU, while in case of the radial expansion without CIRs both α_{qt} and λ_{me} would be constant. In Fig. 1b the change with distance of the radial and latitudinal distribution of the absolute value of the HMF radial component, $|B_r|$, reduced to the inner sphere $r_{in} = 0.19$ AU of the MHD-simulation multiplying by $(r/r_{in})^2$ and averaged over longitude, is shown for $|B_r|$ averaged also over latitude (the solid line) and for the root-mean-square of the latitudinal distribution (the dashed line). In case of the radial expansion without CIRs both of these HMF characteristics would not change with distance. To illustrate how the rather homogeneous latitudinal distribution of $|B_r|$ near the Sun became quite inhomogeneous at larger distances the radial profiles of the reduced $|B_r|$ are shown for selected latitudes in Fig. 1c (labeled to the right of the panel).

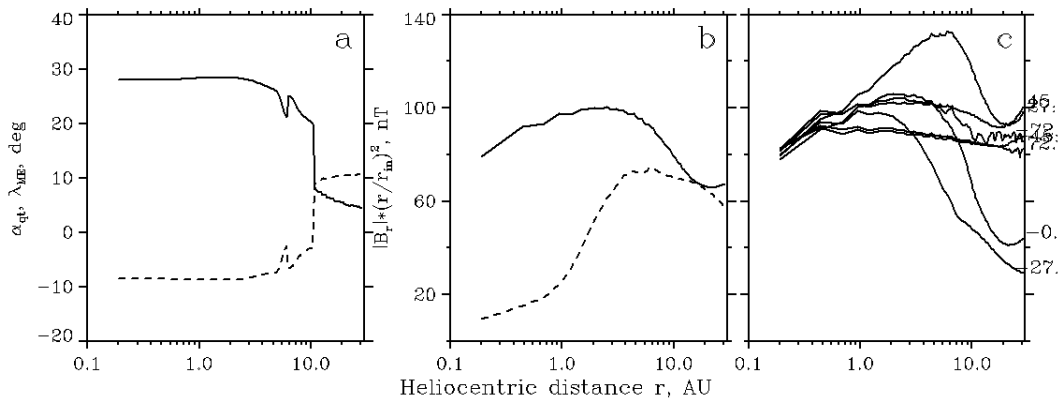


Fig. 1.

It follows that all three main assumptions usually made in models for the simulation long-term variations of GCR intensity – the constancy of the HCS form, the change of the HMF radial component as r^{-2} (Parker HMF model) and the constancy of the $|B_r|$ as function of latitude – are over-turned by CIRs for CR 2066 according to [1]. The additional effect on the HMF fluctuating component which we also consider as due to the CIRs, and important for the long-term GCR modulation, is the significant difference of both the spectrum power P_0 at a

fixed frequency and the spectral index γ^{HMF} in the zone of the sector structure and outside it (see [2]).

Description of the effects due to CIRs in long-term GCR intensity

The GCR intensity $J(\mathbf{r}, T) = p^2 U(\mathbf{r}, p)$, where $U(\mathbf{r}, p)$ is the distribution function of particles with momentum p and kinetic energy T at the point (r, θ, φ) is described by Parker transport equation. In the steady-state case

$$\nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla U) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla U + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial U}{\partial \ln p} = 0, \quad (1)$$

where the tensor \mathbf{K} describes particle diffusion, \mathbf{V} and \mathbf{V}_d are SW and particle drift velocities in an inhomogeneous HMF and the last term describes the adiabatic energy change. With the usual boundary and “initial” conditions for U in a spherical heliocentric coordinate system one obtains a boundary-value problem to be solved for the GCR intensity description. This problem can have 3D and 2D forms and can be solved numerically by both Finite Differences and Monte-Carlo methods. In [2, 3] we concluded that for studying CIR’s effects the most direct way is to use a Monte-Carlo method for the 3D problem and then average the intensity over the longitude.

However, our aspiration is that many aspects of CIR’s effects on GCR intensity can be studied by solving much-simpler 2D and 3D problems. The specific of the 2D model used by the LPI group (which results are discussed here) is that for the regular and current sheet drift velocities it uses not those from the tilted HCS model but more general expressions

$$\mathbf{V}_d^{reg} = \frac{pV}{3q} \cdot F \cdot \left[\nabla \times \frac{\mathbf{B}_m}{B^2} \right], \quad \mathbf{V}_d^{cs} = \frac{pV}{3q} \cdot \left[\nabla F \times \frac{\mathbf{B}_m}{B^2} \right], \quad (2)$$

where F is the longitude-averaged HMF polarity and \mathbf{B}_m is the “monopole,” directed everywhere anti-sunward, axisymmetric HMF. The coefficients of (1) are determined by the longitude averaged radial components of the SW velocity and HMF in the base of the heliosphere. Parker’s HMF model, the diffusion coefficients and the local interstellar proton spectrum are as described in [1] and the outer boundary sphere $r_{out} = 122$ AU of the GCR simulation.

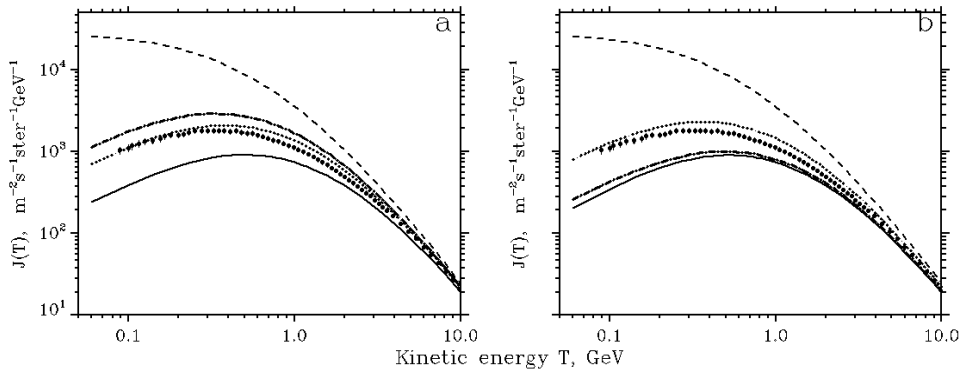


Fig. 2.

In both panels of Fig. 2 the dashed lines show the local interstellar proton spectrum, the vertical bars are for the proton spectrum near the Earth measured by PAMELA and the lower solid lines indicate the spectrum calculated for $r = 1$ AU, $\lambda = 0^\circ$ for the longitude averaged radial components of the SW velocity and HMF in the base of heliosphere taken from the MHD-simulation [1]. Two other lines in Fig. 2a show the range of the spectra accounting only for the change of the HMF polarity distribution in the base of the heliosphere due to CIRs, while the two nonsolid lines in Fig. 2b are for the range of the spectra accounting only for the change of the $|B_r|$ distribution there. As to the effects of a different spectral index γ^{HMF} in the zone of the HMF sector structure and outside it, this effect is too weak to be illustrated for such small diffusion coefficients as used in [1].

Solving a simple 2D problem may thus help in emulating some CIR effects on the GCR intensity averaged over longitude.

Conclusions

1. Both the indirect indications and the analysis of the results of a MHD simulation of heliospheric characteristics for one Carrington rotation (CR 2066, January–February 2008) shows significant changes in the averaged heliospheric characteristics over longitude important for GCR propagation in the heliosphere. These CIR effects should therefore be accounted for in the simulations of long-term variations in the GCR intensity.

2. A most direct way accounting for CIR-effects on the GCR intensity averaged over longitude is to use a MHD-simulation of heliospheric characteristics, then applying the Monte-Carlo method for a 3D GCR simulation and then averaging the calculated intensity over longitude. However, many aspects of CIR's effects on GCR intensity can be studied by solving simpler 2D and 3D GCR modulation problems using the results of MHD-simulations.

3. However, to be on the safe side, it is necessary to refine the methodology for both MHD simulation of heliospheric factors and Monte-Carlo calculations of the GCR intensity. The situation as in other CR periods also should be considered.

Xi Luo is grateful for the support of the Taishan Scholar Project of Shandong Province (202103143) and a grant from the National Science Foundation of China (NSFC, U2106201).

References

1. Luo, X., Zhang, M., Feng, X., et al. A numerical study of the effects of corotating interaction regions on cosmic-ray transport // *ApJ*, 899, 90, 2020 <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba7b5>
2. Krainev M.B., Kalinin M.S., Bazilevskaya G.A., et al. Manifestation of solar wind corotating interaction regions in GCR intensity variations // *Solar-Terrestrial Physics*. 2023. Vol. 9. Iss. 1. P. 9–20. <https://doi.org/10.12737/stp-91202302>
3. Kalinin M.S., Krainev M.B., Luo X., and Potgieter M.S. The Influence of Corotating Regions of Interaction of the Solar Wind on Long-Term Variations in the Intensity of Galactic Cosmic Rays // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2023, Vol. 63, No. 5, pp. 536–546., DOI: 10.1134/S0016793223600492

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НАДПЯТЕННОГО ИСТОЧНИКА С КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Кальтман Т.И., Овчинникова Н.Е., Лебедев М.К.

Специальная астрофизическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

MODELING OF THE RADIO EMISSION SPECTRUM OVER A SUNSPOT SOURCE WITH A QUASI-PERIODIC STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD

Kaltman T.I., Ovchinnikova N.E., Lebedev M.K.

Special Astrophysical Observatory, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-153-156>

The radio emission of solar active regions is determined by the structure of the strong magnetic fields of the solar corona. The new capabilities of RATAN-600 for observations of solar spectra with high spectral resolution in the range of 1–18 GHz make it possible to detect subtle spectral effects and diagnose the features of the magnetic structure of active regions. We presents model calculations of the effects of the influence of the quasi-periodic structure of the magnetic field on the spectrum of a solar sunspot source. It is shown that such a model representation is consistent with some features of the observed wavelike spectra.

Описание модели

Радиоизлучение активных областей (АО) на Солнце определяется структурой сильных магнитных полей солнечной короны. В предположении, что периодическое изменение магнитного поля вызовет изменения в спектре излучения и для расчета таких изменений были проведено следующее моделирование. Рассчитывался спектр циклотронного излучения модельного источника с некоторым заданным начальным магнитным полем и стандартной атмосферой (рис. 1).

Распределение температуры и плотности задавалось согласно Selhorst 2008. Магнитное поле моделировалось диполем, погруженным под фотосферу на 16 Мм, величина магнитного поля на поверхности фотосферы составляла 2000 Гс на оси диполя. Затем добавлялись периодические вариации вертикальной компоненты магнитного поля (отклонения от начального распределения моделировались с различными амплитудами и шагом по высоте), рис. 2. При моделировании была учтена уточненная диаграмма РАТАН-600 с учетом боковых лепестков.

Результаты расчетов

Внесение квазипериодических колебаний в магнитную структуру источника отразилось в изменении расчетного спектра источника. Задаваемые параметры изменений магнитного поля, такие как шаг по высоте и

амплитуда, вызвали добавочный волнообразный спектральный тренд, рис. 3, характеристики которого (шаг по частоте и амплитуда отклонений) зависят от вносимых изменений в магнитное поле.

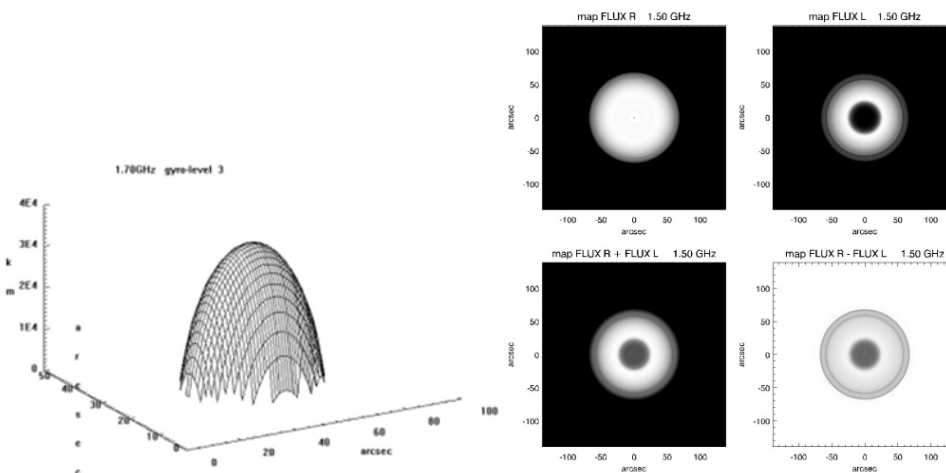


Рис. 1. Слева поверхность третьего giroуровня модельного циклотронного источника на частоте 1.7 ГГц, справа – карты яркостных температур для правополяризованного и левополяризованного излучения, их суммы (полной интенсивности) и разности (поляризации).

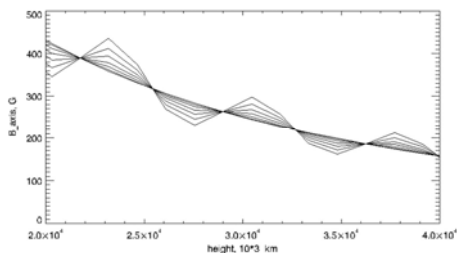


Рис. 2. Задаваемые распределения магнитного поля с вариациями амплитуды

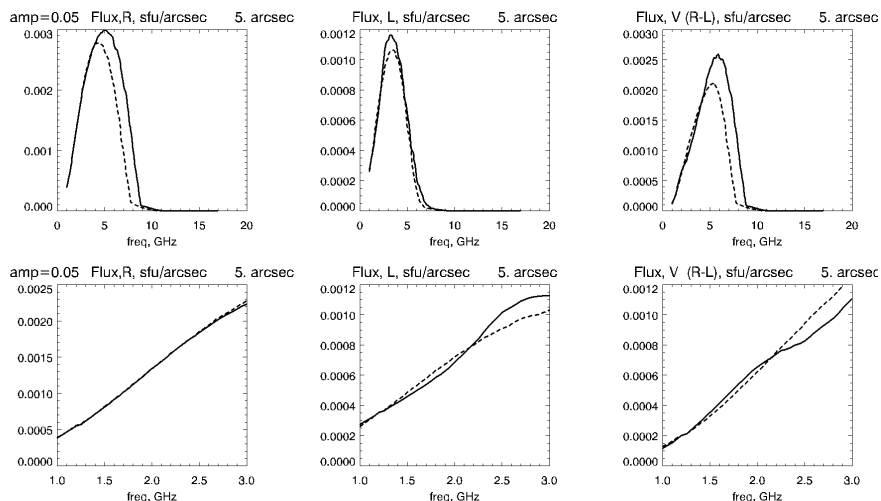


Рис. 3. Спектры центральной части пятна (5 угл. сек. от центра). Слева направо: необыкновенное излучение, обыкновенное излучение и их разность. Штриховой линией показан спектр при невозмущенном магнитном поле, сплошной линией – спектр с учетом квазипериодического возмущения магнитного поля. Сверху представлен диапазон 1–18 ГГц, снизу от 1 до 3 ГГц.

Наблюдения волнообразных спектров на РАТАН-600

В марте и мае 2023 года на РАТАН-600 были проведены многоазимутальные наблюдения отдельных активных областей (АО) на Солнце в дециметровом диапазоне в режиме сопровождения на антенной системе «Юг + Плоский». Использовался режим наблюдений с сокращенной апертурой (61 щит) с установкой главного зеркала антенной системы в азимутах через 4° . Длительность непрерывного сопровождения в азимутах составила 500 секунд. В пяти азимутах, включая меридиан, наблюдения проходили в штатном пассажном режиме с полной апертурой. После остановки сопровождения или до его начала часть Солнца наблюдалась в транзите, что позволяло осуществлять калибровку по спектральной плотности потока. 27 марта были получены серии наблюдений АО NOAA13258. Для анализа данных применялись методы факторного анализа. Для построения начальной модели разложения данных после деконволюции с диаграммой направленности антенной системы применялся анализ главных компонент (РСА), позволяющий исключить из рассмотрения излучение источников, не связанных с Солнцем (спутники или случайные помехи), точно определить количество и вид значимых спектральных составляющих радиосигнала и выявить наличие особенностей в спектрах отдельных источников.

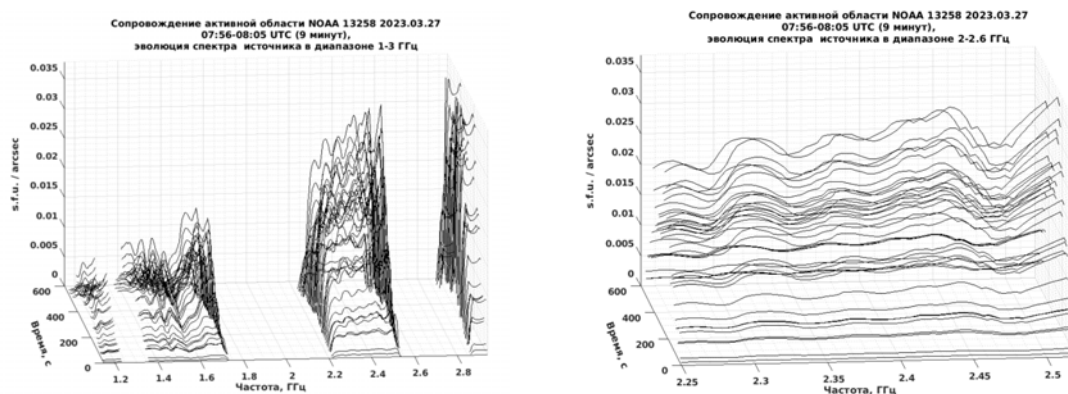


Рис. 4. Излучение источника в АО NOAA 13258 (1–3 ГГц).

В случае сопровождения спокойной области АО NOAA 13258 удалось разделить фоновое излучение (т.н. "спокойного Солнца") с постоянным спектром и излучение источника в АО, спектр которого имел волнообразную структуру в области 2–3 ГГц (рис. 4), а наклон спектра существенно изменялся во времени в течение прохождения одного азимута. В конце наблюдения в источнике возникла пульсация с периодом ~ 37 секунд.

Выводы

Наблюдения Солнца на РАТАН-600 [1–4] в режиме сопровождения с использованием нового высокоскоростного спектрополяриметрического комплекса диапазона 1–3 ГГц позволяют выявлять тонкие эффекты в сол-

нечных спектрах в дециметровом диапазоне длин волн, а также на их основе диагностировать особенности магнитной структуры АО.

Задаваемые параметры периодических изменений магнитного поля определяют добавочный периодический спектральный тренд и его характеристики (амплитуду и шаг по частоте). Таким образом, волнообразный спектр может свидетельствовать о наличии колебаний магнитной структуры активной области на корональных высотах, соответствующих гирорезонансным уровням диапазона частот, на которых наблюдается колебание спектра. В проведенных расчетах было учтено только тепловое излучение фоновой плазмы. Необходимы дальнейшие расчеты, чтобы учесть также нетепловое излучение [5–6]. Данное моделирование может быть использовано для интерпретации соответствующих наблюдательных эффектов.

Благодарности

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты».

Литература

1. *Лебедев М.К., Н. Е. Овчинникова, А.А. Стороженко.* Методические результаты применения режима сопровождения на РАТАН-600 / Всерос. конф. "Современные инструменты и методы в астрономии" 04-09 сентября 2023 г., САО РАН
2. *Овчинникова Н.Е., М.К. Лебедев, Т.И. Кальтман.* Результаты наблюдения Солнца на РАТАН-600 в режиме сопровождения / Всерос. конф. "Современные инструменты и методы в астрономии" 04-09 сентября 2023 г., САО РАН
3. *Ovchinnikova et al.* Results of a new approach to the analysis of multi-wavelength observations data obtained with RATAN-600 / Proc. of The Multifaceted Universe: Theory and observations - 2022, 425
4. *Bogod et al.* Detection of absorption in the decimeter radio emission of solar corona / Proc. of The Multifaceted Universe: Theory and observations - 2022, 425
5. *Kaltman, Tatyana I. and Kupriyanova, Elena G.* Microwave response to kink oscillations of a plasma slab // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2023, Volume 520, Issue 3, pp.4147-4153
6. *Kupriyanova, Elena G., Kaltman, Tatyana I., and Kuznetsov, Alexey A.* Modulation of the solar microwave emission by sausage oscillations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2022, Volume 516, Issue 2, pp.2292-2299

**THE RELATIONSHIP BETWEEN SUNSPOT NUMBERS
AND CORONAL MASS EJECTIONS WITHIN
AN 11-YEAR SOLAR CYCLE**

Kirov B., Georgieva K., Asenovski S.

Space Research and Technologies Institute – BAS, Sofia, Bulgaria

**СВЯЗЬ МЕЖДУ ЧИСЛОМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН
И КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАСС
В ТЕЧЕНИЕ 11-ЛЕТНЕГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА**

Киров Б., Георгиева К., Асеновски С.

Институт космических исследований и технологий – БАН, София, Болгария

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-157-160>

На Солнце наблюдается множество эруптивных явлений, включая солнечные пятна и корональные выбросы массы (СМЕ), которые являются неотъемлемой частью понимания его магнитной активности. Солнечные пятна – это темные, более холодные области на поверхности Солнца, которые тесно связаны с магнитными полями. С другой стороны, КВМ – это массивные выбросы намагниченной плазмы из солнечной короны в межпланетное пространство. Целью этого исследования является изучение взаимосвязи между количеством солнечных пятен и появлением КВМ в течение 11-летнего солнечного цикла.

Introduction

When we speak about changes in solar activity, it is typically understood as a variation in the number of sunspots. It has been found that there is an 11 year cycle in the number of sunspots. The beginning of the cycle is defined as the time when we observe a minimum in the number of sunspots, which may be different for different cycles both in terms of duration and number of spots, followed by an increase leading to a maximum and then a decrease again until the next minimum. Later, the existence of a quasi-centennial cycle, the Gleissberg cycle, has been identified. During about 80–100 years, amplitude of the 11-year cycles gradually increases and decreases. For a long time, only the number of sunspots was a measure of solar activity. Sunspots are known to be areas with a lower temperature than the surrounding area. We now know that sunspots are areas where strong magnetic fields emerge in the photosphere, and in this sense they are a manifestation of the Sun's toroidal magnetic field. Many eruptive phenomena are observed on the Sun, including coronal mass ejections (CMEs), which are integral to understanding magnetic activity. CMEs are massive ejections of magnetized plasma from the solar corona into interplanetary space. In the present work, we compare the number of sunspots in the different phases of the last two 11-year solar cycles and compare them to the analogous period of the previous century

minimum. We try to establish a correlation between the number of sunspots and the occurrence of CMEs during the 11-year solar cycle cycle.

Data

We study the amplitudes of cycles 12, 13, 14, 23, 24, and 25 using the following indices:

1. The sunspot number (SSN). The most commonly used index of solar activity is the relative sunspot number or Wolf number. Since 1849, Wolf numbers have been regularly determined at the Zurich Observatory. Since 1981, Wolf number determinations have been carried out at the World Data Center (WDC-SILSO) in Brussels (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>). As of July 1, 2015, the original sunspot relative number data provided by WDC-SILSO was replaced by a new, completely revised data series. This version is numbered 2.0. Due to the great ambiguity in version 2, we use version 1 until 01.07.2015, and for the following years we have restored version 1 based on version 2. Figure 1 shows the Wolff numbers of the original version 1 and version 1 calculated from version 2.

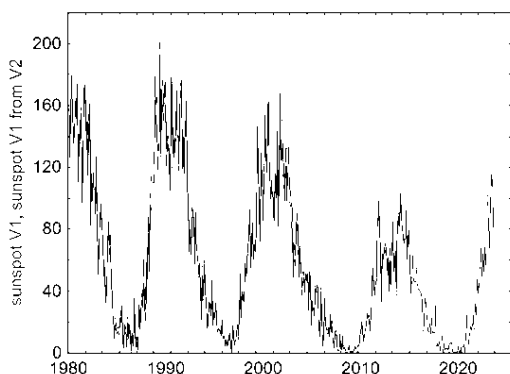


Fig. 1.

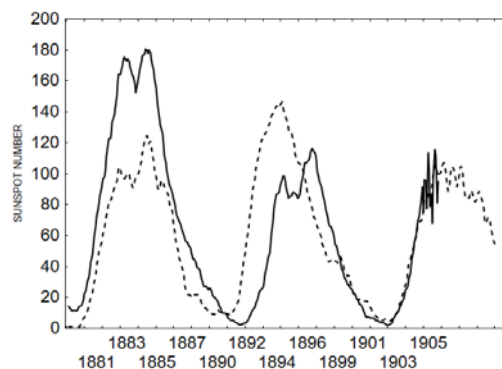


Fig. 2.

2. Data for Coronal Mass Ejections (CMEs). We used to SOHO LASCO CME CATALOG https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/ . This catalog contains all CMEs manually identified since 1996 by the Large-Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO) on board the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) mission.

Comparison of cycles 12, 13 and 14 with cycles 23, 24 and 25

While discussing solar cycles, it's worth noting that cycles 12-14 (dotted line) exhibit single maxima, whereas cycles 23-25 (solid line), Fig. 2, have double peaks. This phenomenon can be explained by the solar dynamo operating in different regimes, as elucidated by researchers like Georgieva [1] and studies by Paul Bushby and Joanne Mason [2] in 2004. These regimes are determined by the balance between diffusion and advection in the upper and lower regions of the solar convection zone.

When we consider the speed of surface poleward meridional circulation and diffusion in the upper part of the convection zone, it becomes clear that the dynamo operates in a moderately diffusion-dominated regime. In this regime, some of the magnetic flux shortcuts the meridional circulation and diffuses directly to the bottom of the convection zone at mid-latitudes. Another part of the flux follows a path to the poles, down to the base of the convection zone, and then moves equatorward to latitudes where sunspots tend to form.

These two components of the magnetic flux, influenced by the differential rotation at the convection zone's base, give rise to the occurrence of two distinct peaks in sunspot activity. These peaks are closely related but not perfectly synchronized, explaining the phenomenon of double-peaked sunspot cycles and the Gnevyshev gap.

In conclusion, the flux transport dynamo theory provides a natural explanation for the double-peaked sunspot cycle and the Gnevyshev gap, indicating that during cycles 23 and 24, the solar dynamo functions in a moderately diffusion-dominated regime, while cycles 12 and 13 are in an advection-dominated regime.

Number of sunspots and number of coronal mass ejections cycle

The analysis revealed a clear relationship between the number of sunspots and the occurrence of CMEs within an 11-year solar cycle. Correlation analysis demonstrated a statistically significant positive correlation between sunspot numbers and the frequency of CMEs. Furthermore, time series analysis revealed that periods of high sunspot activity were accompanied by increased CME occurrence, while periods of low sunspot activity exhibited a reduced number of CMEs. Subramanian and Dere [3] found that 84% were associated with ARs. Yashiro et al. [4] suggested that almost all CMEs associated with sizable flares (stronger than class C3.0) occur in ARs. Figure 3 shows the relationship

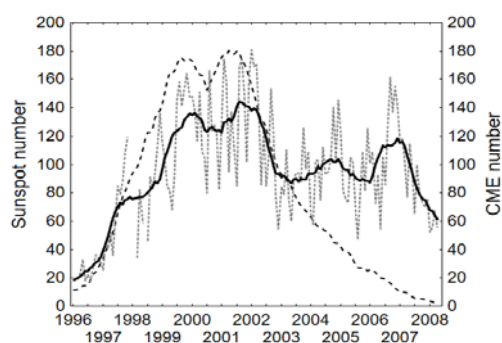


Fig. 3

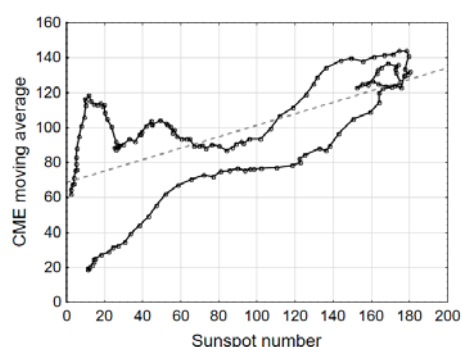


Fig. 4.

between the number of sunspots (dashed dottedline, black) and CMEs (dotted line, grey) during cycle 23. It can be seen that after 2003 this relationship practically does not exist. While the number of sunspots decreases, the number of CMEs remains quasi-constant. Figure 4 shows a scatterplot of the relationship between the number of sunspots and CMEs for the same cycle. The presence of hysteresis between the ascending and descending part of the cycle can be seen.

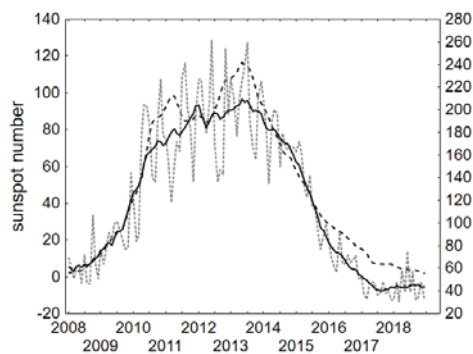


Fig. 5.

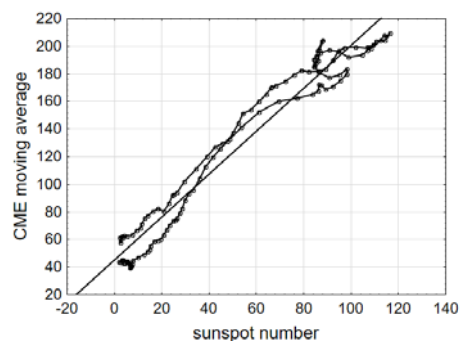


Fig. 6.

In contrast to cycle 23, during cycle 24 the number of CMEs follows throughout the cycle the number of sunspots Fig 5. sunspots (dashed dottedline, black) and CMEs (dotted line, grey). A from the scatterplota shows a very small hysteresis between the ascending and descending part of the cycle Fig. 6. The study of the indicators of the solar wind during the 23rd cycle shows that precisely in the year 2003 we have a maximum of temperature, a maximum of flow pressure and a maximum of the speed of the solar wind.

Summary

While sunspots serve as a primary indicator of solar activity, other indicators, such as magnetic loops, flares, and prominences, can contribute to the generation of CMEs. These phenomena are not solely dependent on the presence of sunspots and can maintain or even increase CME activity independently of sunspot numbers.

Understanding these complex relationships is crucial for accurately predicting solar activity and its potential impacts on Earth and space weather. Further research into the interplay of various solar phenomena during different phases of the solar cycle is necessary to gain a comprehensive understanding of the underlying mechanisms governing the Sun's behavior.

This study is supported by the National Science Fund of Bulgaria, Contract KP-06-N44/2 /27-11-2020 “Space weather over a period of the century solar activity descending”.

References

1. *Georgieva K.* Why the Sunspot Cycle Is Double Peaked // International Scholarly Research Notices Volume 2011 / Article ID 437838
2. *Bushby, Paul, Joanne Mason.* Understanding the solar dynamo // Astronomy & Geophysics, Volume 45, Issue 4, August 2004, Pages 4.7–4.13,
3. *Subramanian P., K.P. Dere.* Source regions of coronal mass ejections // Astrophys. J. 2001. 561, 372–395 <https://doi.org/10.1086/323213>
4. *Yashiro S., N. Gopalswamy, S. Akiyama, et al.* Visibility of coronal mass ejections as a function of flare location and intensity // J. Geophys. Res. Space Phys. 2005.110, A12S05

ПРИПОВЕРХНОСТНЫЙ СЛОЙ НЕОДНОРОДНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА: ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ЗНАЧЕНИЕ ДЛЯ ДИНАМО

Кичатинов Л.Л.^{1,2}

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

NEAR SURFACE SHEAR LAYER OF SOLAR DIFFERENTIAL ROTATION: ORIGIN AND SIGNIFICANCE FOR DYNAMO

Kitchatinov L.L.^{1,2}

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*Pulkovo Astronomical Observatory, St.-Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-161-166>

Helioseismology discovered a sharp increase in rotation rate with depth in a thin surface layer. Normalized rotational shear in the upper (~10 Mm) part of the layer is constant with latitude. It is shown that this rotational state is a consequence of short characteristic time of near-surface convection compared to the rotation period and radial anisotropy of the convective turbulence. Differential rotation theory reproduces the seismologically detected normalized surface shear. Toroidal magnetic field generated by the surface shear is estimated to be too weak (≤ 100 G) for being important for dynamo. However, the surface shear is the main driver of the global meridional flow, which is important for the solar dynamo.

Введение

Гелиосейсмология обнаружила возрастание скорости вращения с глубиной до ~30 Мм под солнечной поверхностью [1]. Такой приповерхностный сдвиговый слой (ПСС) привлекает внимание в связи с тем, что относительно большая неоднородность вращения в нем может иметь значение для солнечного динамо [2, 3].

Обсуждения в литературе различных возможностей для объяснения ПСС [4–7] не привели к единому мнению. Данный доклад обращает внимание на то, что найденные в работе Барикет и др. [8] особенности дифференциального вращения в ПСС налагают дополнительные ограничения на предлагаемые теории. В [8] установлено, что хотя угловая скорость Ω и ее радиальная неоднородность $\partial\Omega/\partial r$ зависят от широты, их относительная величина,

$$\frac{r}{\Omega} \frac{\partial\Omega}{\partial r} \approx -1, \quad (1)$$

имеет постоянную величину в верхней части ПСС толщиной 10 Мм. Как мы увидим, это обстоятельство является следствием малого характерного времени приповерхностной конвекции по сравнению с периодом вращения Солнца и стандартного граничного условия на солнечной поверхности.

Обсуждаются также возможная роль ПСС в солнечном динамо, возможность зондирования тороидального магнитного поля по вариациям в 11-летних циклах, а также ключевая роль ПСС в формировании глобально-го меридионального течения.

ПСС в теории дифференциального вращения

Основная идея теории дифференциального вращения была сформулирована в пионерской работе А.И. Лебединского [9]. Было показано, что если турбулентная конвекция во вращающейся среде обладает анизотропией с различной интенсивностью перемешивания вещества вдоль радиуса и по горизонтальным направлениям, то действие турбулентности на глобальное течение не сводится к эффекту турбулентной вязкости, но присутствует недиссипативный поток углового момента, создающий неоднородность вращения. Присутствие недиссипативных потоков углового момента в конвективных зонах Солнца и звезд стали в последствии называть эффектом Лебединского, или Λ -эффектом (стр. 37 в [10]).

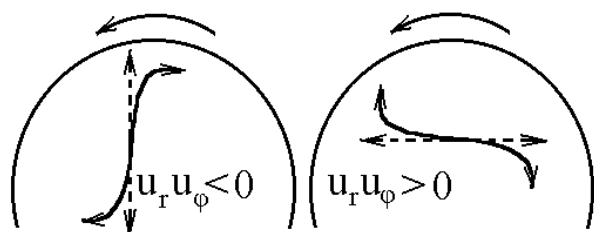


Рис. 1. Исходные (пунктир) и возмущенные силой Кориолиса смещения в экваториальной плоскости звезды. Вверху показано направление вращения. Исходные радиальные смещения (слева) переносят угловой момент к центру звезды, а горизонтальные – к поверхности.

Наглядное объяснение Λ -эффекта состоит в следующем [11]. На рис. 1 показано воздействие силы Кориолиса на конвективное перемешивание вещества в экваториальной плоскости. Смещения по радиусу отклоняются в азимутальном направлении так, что произведение радиальной и азимутальной скоростей имеет отрицательную величину для исходных смещений как вверх, так и вниз. Поэтому перемешивание по радиусу создает поток углового момента к центру звезды. Для горизонтального перемешивания, $u_\phi u_r > 0$, и угловой момент переносится к поверхности (r, θ, ϕ – обычные сферические координаты). Поэтому направление потока углового момента определяется анизотропией турбулентности.

Возмущение \mathbf{u}' конвективной скорости \mathbf{u} силой Кориолиса можно оценить как $\mathbf{u}' = 2\tau (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\Omega})$, где τ – время корреляции конвективной турбулентности и $\boldsymbol{\Omega}$ – вектор угловой скорости. Для корреляции $\langle v_r v_\phi \rangle^\Lambda = \langle u'_r u_\phi + u'_\phi u_r \rangle^\Lambda$, определяющей перенос углового момента из-за Λ -эффекта, находим

$$\langle v_r v_\phi \rangle^\Lambda = 2\tau \Omega (\langle u_\phi^2 \rangle - \langle u_r^2 \rangle) \sin\theta, \quad (2)$$

где $\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{u}'$. Для вклада турбулентной вязкости имеем оценку

$$\langle v_r v_\phi \rangle^v = -v_r \sin\theta r \partial\Omega/\partial r, \quad (3)$$

где $\nu_r = \tau \langle u_r^2 \rangle$ – турбулентная вязкость в радиальном направлении. Стандартное граничное условие на поверхности конвективной оболочки звезды требует обращения в ноль недиагональной компоненты

$$R_{r\varphi} = -\rho \langle v_r v_\varphi \rangle = -\rho (\langle v_r v_\varphi \rangle^\Lambda + \langle v_r v_\varphi \rangle^\nu) = 0 \quad (4)$$

тензора напряжений Рейнольдса. Эта компонента равна поверхностной плотности азимутальной силы. Граничное условие (4) означает, что дифференциальное вращение определяется процессами внутри Солнца, а не воздействием внешних сил. Подстановка (2) и (3) в граничное условие (4) приводит к следующей формуле для относительной неоднородности вращения вблизи поверхности Солнца:

$$\frac{r}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial r} = \langle u_h^2 \rangle / \langle u_r^2 \rangle - 2, \quad (5)$$

где $\langle u_h^2 \rangle = \langle u_\varphi^2 \rangle + \langle u_\theta^2 \rangle = 2 \langle u_\varphi^2 \rangle$ – среднеквадратичная горизонтальная скорость. Оценки (2)–(5) предполагают, что возмущения \mathbf{u}' «исходной», не возмущенной вращением скорости \mathbf{u} , малы, случайное поле скорости \mathbf{u} для «невращающейся» турбулентности изотропно в горизонтальной плоскости и его статистические свойства не зависят от широты. Это означает, что оценки (2)–(5) проведены в линейном приближении относительно числа Кориолиса

$$\Omega^* = 2\tau\Omega, \quad (6)$$

являющимся, таким образом, малым параметром теории ПСС.

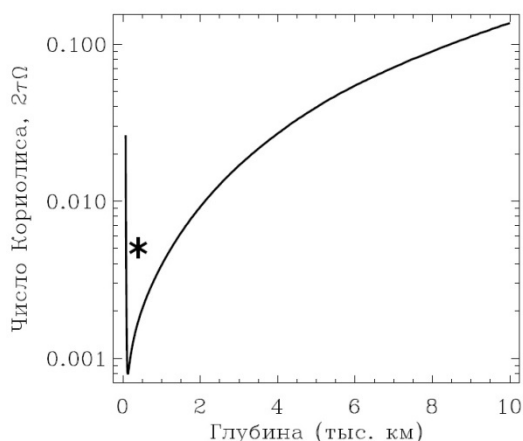


Рис. 2. Зависимость числа Кориолиса (6) от глубины вблизи поверхности Солнца. Звездочкой показана оценка для грануляции.

Как видно из рис. 2, число Кориолиса для диапазона глубин, в котором в [8] была измерена величина (1) относительной неоднородности вращения, мало. Поэтому линейное приближение относительно Ω^* оправдано. Формула (6) получена из грубых оценок. Однако детальные расчеты в квазилинейном приближении теории дифференциального вращения [5] приводят к той же формуле.

Основная трудность теории дифференциального вращения заключалась в том, что число Кориолиса (6) в глубине конвективной зоны не мало. Поэтому теория должна быть нелинейной относительно параметра Ω^* .

Дополнительные сложности создает и участие меридиональной циркуляции в переносе углового момента. Теория ПСС, являясь частью теории дифференциального вращения, относительно проста, так как меридиональная циркуляция не входит в граничное условие (4), а параметр Ω^* вблизи поверхности мал.

Относительная неоднородность вращения (5) не зависит от широты в согласии с [8]. Возрастание скорости вращения с глубиной получается для анизотропии радиального типа, то есть $\langle u_r^2 \rangle > \langle u_\phi^2 \rangle = \langle u_\theta^2 \rangle$, как и должно быть [9]. Измеренная сейсмологией величина (1) получается для $\langle u_r^2 \rangle = \langle u_h^2 \rangle = 2\langle u_\phi^2 \rangle$. Это согласуется с численным экспериментом по ПСС Китиашвили и др. [12]. Рисунок 4(b) в [12] показывает анизотропию конвекции, соответствующую приближенному равенству $\langle u_r^2 \rangle \approx \langle u_h^2 \rangle$ в конвективной зоне.

Важны ли ПСС для динамо?

Так называемый Ω -эффект генерации тороидального магнитного поля из полоидального дифференциальным вращением важен для динамо. Правая часть уравнения индукции тороидального поля,

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = r \sin\theta (\mathbf{B} \cdot \nabla) \Omega \dots, \quad (7)$$

учитывает этот эффект. С учетом (1), для приповерхностного слоя имеем оценку

$$B_\phi \approx \tau_{esc} \sin\theta B_r \Omega, \quad (8)$$

где τ_{esc} – время выхода тороидального поля из ПСС. Для выхода из-за турбулентной диффузии,

$$B_\phi \approx L^2 B_r \Omega \eta_T^{-1} \approx 30 \text{ Гс}, \quad (9)$$

где $L \approx 30$ Мм – толщина ПСС, $\eta_T \approx 10^{12}$ см²/с – коэффициент турбулентной диффузии, $B_r \approx 1$ Гс и $\Omega \approx 3 \times 10^{-6}$ рад/с. Если тороидальное поле покидает ПСС из-за магнитной плавучести, то

$$B_\phi^2 \approx \sqrt{4\pi\rho} B_r L \Omega, \quad B_\phi \approx 50 \text{ Гс}, \quad (10)$$

где плотность $\rho \approx 5 \times 10^{-3}$ г/см³. В обоих случаях тороидальное поле меньше 100 Гаусс вряд ли существенно для динамо и недостаточно для формирования солнечных пятен.

Имеется, однако, другая возможность для выяснения присутствия достаточно сильных тороидальных полей в ПСС. Влияние такого поля приводит к изменению анизотропии конвекции, что в свою очередь влияет на дифференциальное вращение. Расчеты в квазилинейном приближении предсказали слабое увеличение радиальной неоднородности вращения под влиянием тороидального поля [5], после чего Барикет и др. [13] нашли вариации неоднородности вращения в ПСС на широтах ниже 30°, синфазные с активностью пятен, в 23 и 24 солнечных циклах. Такие вариации были подтверждены в [14, 15].

Вопрос о значении ПСС для генерации тороидального поля Солнца остается открытым.

ПСС как источник меридиональной циркуляции

Глобальное меридиональное течение на Солнце возникает из-за нарушения равновесия между центробежной и бароклиной силой. Это следует из уравнения для меридионального течения [16]:

$$D(V^m) = r \sin\theta \frac{\partial \Omega^2}{\partial z} - \frac{g}{rc_p} \frac{\partial S}{\partial \theta}, \quad (11)$$

левая часть которого учитывает сопротивление меридиональному течению из-за турбулентной вязкости, а первое и второе слагаемые в правой части – создание циркуляции центробежной и бароклиной силами, соответственно (подробнее смотрите в [16]). Оценки по порядку величины показывают [17], что каждый из двух источников меридионального течения, выписанных в правой части (11), больше левой части этого уравнения на четыре-пять порядков величины. Поэтому два источника в правой части (11) почти уравновешивают друг друга. Полагая левую часть уравнения равной нулю, можно получить хорошо известное в астро- и геофизике уравнения термо-вращательного равновесия. Меридиональная циркуляция возникает из-за отклонения от такого равновесия.

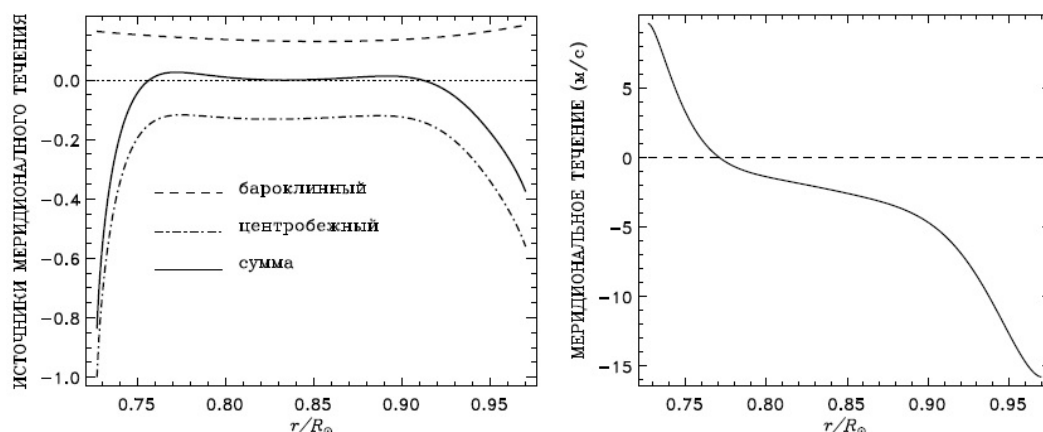


Рис. 3. Источники меридионального течения (слева) и результирующий профиль меридиональной скорости (справа) для широты 45° по результатам согласованной модели дифференциального вращения и меридиональной циркуляции [18].

На рис. 3 показаны два источника меридиональной циркуляции из правой части уравнения (11), а также их сумма, по результатам численной модели [18]. Видно, что в большей части конвективной зоны источники почти уравновешивают друг друга, то есть имеет место термо-вращательное равновесие. Такое равновесие, однако, не согласуется с граничными условиями, в частности, с условием (4), из которого следует наличие ПСС. Поэтому вблизи границ формируются пограничные слои (слои Экмана), где термо-вращательное равновесие нарушается (рис.3). Отклонение от равновесия порождает меридиональное течение. Поэтому меридиональная скорость на рис.3 имеет наибольшую величину у границ конвективной зоны и уменьшается с удалением от границ. Предсказанный в [18] профиль меридиональной циркуляции согласуется с данными сейсмологии [19,20].

Итак, меридиональная циркуляция солнечного вещества по всей вероятности генерируется в ПСС. Меридиональная циркуляция важна для динамо. Считается [21,22], что меридиональное течение у основания конвективной зоны является причиной наблюдаемой миграции пятнообразования к экватору. Значение ПСС для солнечного динамо может быть опосредовано меридиональной циркуляцией.

Выводы

Приповерхностный слой неоднородного вращения Солнца является следствием радиальной анизотропии солнечной конвекции. Постоянная с широтой относительная неоднородность вращения (1) объясняется в рамках традиционной теории дифференциального вращения и связана с малым временем корреляции конвективной турбулентности по сравнению с периодом вращения Солнца.

Имеется возможность детектирования подфотосферных тороидальных полей по вариациям радиальной неоднородности вращения вблизи поверхности Солнца.

Глобальная меридиональная циркуляция на Солнце генерируется непотенциальной центробежной силой в приповерхностном слое неоднородного вращения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Литература

1. *Schou J. et al.* // *ApJ*, 1989, **505**, 390
2. *Brandenburg A.* // *ApJ*, 2005, **625**, 539
3. *Pipin V.V., A.G. Kosovichev* // *ApJ*, 2011, **727**, L45
4. *Hotta H., M. Rempel, T. Yokoyama* // *ApJ*, 2015, **798**, 42
5. *Кичатинов Л.Л.* // Письма в АЖ, 2016, **42**, 379
6. *Gunderson L.M., A. Battacharjee* // *ApJ*, 2019, **870**, 47
7. *Jha B.K., A.R. Choudhuri* // *MNRAS*, 2021, **506**, 2189
8. *Barekat A., J. Schou, L. Gizon* // *Astron. Astrophys.*, 2014, **570**, L12
9. *Лебединский А.И.* // *Астрон. журн.*, 1941, **18**, 10
10. *Rüdiger G.* // *Differential rotation and stellar convection: Sun and solar-type stars.* – Berlin: Akademie-Verlag, 1989
11. *Кичатинов Л.Л.* // *УФН*, 2005, **175**, 475
12. *Kitiashvili I.N. et al.* // *MNRAS*, 2023, **518**, 504
13. *Barekat A., J. Schou, L. Gizon* // *Astron. Astrophys.*, 2016, **570**, A8
14. *Antia H.M., S. Basu* // *ApJ*, 2022, **924**, 19
15. *Komm R.* // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 2022, **9**, 428
16. *Rüdiger G., L.L. Kitchatinov, R. Hollerbach* // *Magnetic processes in astrophysics.* – Weinheim: WILEY-VCH, 2013
17. *Kitchatinov L.L.* // *Geomag. Aeronomy*, 2016, **56**, 945
18. *Kitchatinov L.L., S.V. Olemskoy* // *MNRAS*, 2011, **411**, 1059
19. *Rajaguru S.P., H.M. Antia* // *ApJ*, 2015, **813**, 114
20. *Gizon L. et al.* // *Science*, 2020, **368**, 1469
21. *Choudhuri A.R., M. Schussler, M. Dikpati* // *Astron. Astrophys.*, 1995, 303, L29
22. *Durney B.R.* // *Sol. Phys.*, **160**, 213

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ КОРИЧНЕВОГО КАРЛИКА

Кобяков Д.

Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород, Россия

SOME PROPERTIES OF PLASMA SURROUNDING BROWN DWARFS

Kobyakov D.

Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-167-170>

Recently, brown dwarfs have emerged as a new topic for the astrophysical studies. These objects are intermediate between solar-type stars and giant gaseous planets. In this article, the analogies between brown dwarfs and the planet Jupiter are considered with a focus on the surrounding plasma. I consider the magnetohydrodynamic version of the Rayleigh-Taylor instability (or so called “interchange instability”) as a minimal model of the expansion of the plasma disc surrounding Jupiter. By comparing the theoretical prediction for the radial expansion rate of the disc with the observations I quantitatively confirm the existing qualitative result, which predicts that the Rayleigh-Taylor instability provides too quick expansion. Therefore, in the realistic plasma disc yet another mechanism must operate which slows down the expansion. I suggest that similar mechanisms take place in the observed radiation belts of brown dwarfs.

Введение

Коричневый карлик – небесное тело типа звезды с массой $13M_{\text{Jup}} \lesssim M_* \lesssim 80M_{\text{Jup}}$, или, в солнечных массах, $1.241 \times 10^{-2}M_{\odot} \lesssim M_* \lesssim 7.636 \times 10^{-2}M_{\odot}$, где нижний предел диапазона соответствует массе, при которой звезда способна поддерживать термоядерное горение дейтерия, а верхний предел – горение водорода в своем ядре [1]. Здесь $M_{\text{Jup}} = 1.8913 \times 10^{30}$ [г] – масса Юпитера. Диапазон спектральных классов M7-M9, L, T, Y. Температура поверхности коричневых карликов порядка 300–2500 К. Дипольная компонента магнитного поля на поверхности порядка $10^3 - 10^4$ Гс. Диапазон излучения: радио, инфракрасный, оптический, ультрафиолетовый, рентген [1–6].

Наблюдения [4, 5] коричневого карлика 2MASS J18353790+3259545 (также обозначенного LSR J1835+3259), имеющего массу порядка $\sim 77M_{\text{Jup}}$, радиус $\sim 1.07R_{\text{Jup}}$ и период вращения $P \sim 1.008 \times 10^4$ [с], выявили наличие радиационного пояса. Радиационный пояс имеет радиус $\sim 17R_{\text{Jup}}$, где $R_{\text{Jup}} = 7.1492 \times 10^9$ [см] – радиус Юпитера [4]. Наличие радиационного пояса, относительно сильное магнитное поле и относительно быстрое вращение у LSR J1835+3259 свидетельствует об аналогии действующих в его магнитосфере механизмов радиоизлучения с физикой радиационного пояса Юпитера. Происхождение плазмы в радиационном по-

ясе коричневого карлика LSR J1835+3259 неизвестно, но, вероятно, присутствует планетарный спутник по аналогии с системой Юпитер-Ио [4].

Элементарное физическое представление о радиационном поясе основано на модели твердотельного вращения магнитосферы. Механизм, поддерживающий вращение плазменной оболочки вокруг вращающегося диполя с электрически проводящей поверхностью, был рассмотрен в работе [7]. Альфвеновский радиус R_A определяет расстояние r от центра звезды, на котором конфигурация магнитных линий меняется с замкнутой на открытую (рис. 1). Черная точка на рис. 1 – источник плазмы (Ио в случае магнитосферы Юпитера).



Рис. 1.

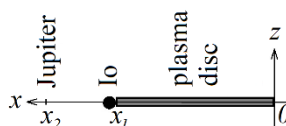


Рис. 2.

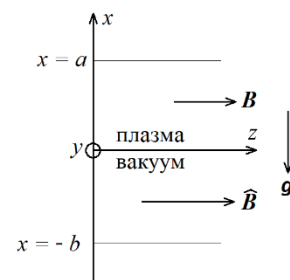


Рис. 3.

Магнитосфера является центробежной при $R_K < R_A$ [8], где кеплеровский радиус $R_K = (GM_*/\Omega^2)^{1/3}$, Ω – угловая частота вращения (рис. 1). Как было впервые показано для магнитной звезды σ Ori E [9], в результате вращения плазма формирует диск (рис. 1,2). Такой же механизм создает плазменный диск Юпитера.

Общепринятой моделью радиального расширения плазменного диска Юпитера является механизм конвективной (перестановочной) плазменной неустойчивости плазменного диска [10]. Однако остается открытым следующий вопрос [10]: *почему наблюдаемое радиальное истечение плазмы из плазменного диска Юпитера происходит медленнее, чем предсказывает простейшая модель перестановочной неустойчивости?*

Понятие о «перестановочной моде» возникло в самом начале исследований лабораторной плазмы и означает перестановку положений плазмы и удерживающего ее магнитного поля вследствие действия на плазму внешней силы. В изложении физики перестановочной неустойчивости я буду следовать книге [11]. Задача о перестановочной неустойчивости аналогична задаче о неустойчивости Рэлея-Тэйлора. На рис. 3 показано схематическое изображение плазменной полоски в однородной силе тяжести, поддерживаемой магнитным полем. Линеаризация уравнений идеальной изотермической плазмы со смещением ξ жидкого элемента, с внешним ускорением свободного падения $\mathbf{g} = (-g, 0, 0)$ и волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (0, k_y, k_z)$ (рис. 3) приводит к результату для потенциальной энергии W системы

$$W = \frac{\xi_x(0)}{2k_0} \left[\frac{(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{B}_0)^2}{\tanh k_0 a} - \rho_0 k_0 g + \frac{(\mathbf{k}_0 \cdot \hat{\mathbf{B}}_0)^2}{\tanh k_0 b} \right]. \quad (1)$$

Выражение (1) показывает, что (i) сила тяжести \mathbf{g} ($g \geq 0$) всегда имеет дестабилизирующее действие, (ii) магнитная индукция \mathbf{B}_0 может иметь стабилизирующее действие. В случае неоднородного вдоль оси x распределения плазмы неустойчивость описывается уравнением, полученным впервые в работе [12]. При условиях $\mathbf{B}_0 \times \hat{\mathbf{B}}_0 = 0$ и $\mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{B}}_0 > 0$ дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\omega^4 - \Omega_1^4 + \Omega_2^4 = 0, \quad (2)$$

где $\Omega_1^4 = \frac{b^2 + 2c^2}{b^2 + c^2} k_{\parallel}^2 b^2 + \frac{k_0^2}{k_0^2 + q^2} N_m^2$; $\Omega_2^4 = \frac{c^2}{b^2 + c^2} k_{\parallel}^2 b^2 \left(k_{\parallel}^2 b^2 + \frac{k_0^2}{k_0^2 + q^2} N_B^2 \right)$;

$c = \gamma[p(x=0)]/[\rho(x=0)]$; $b = B_0/\sqrt{\rho(x=0)}$; γ – адиабатический индекс; k_{\parallel} – компонента \mathbf{k}_0 параллельная \mathbf{B}_0 ; $\xi \sim e^{iqx}$, $qL \gg 1$, $L = (p + B^2/2)/\rho g$ – размер равновесных вариаций [11]. Частоты (Брунт-Вэйсэлэ и ее магнитная модификация [11]) равны:

$$N_B^2 = -\frac{1}{\rho} \left(\rho' g + \frac{\rho^2 g^2}{\gamma p} \right), \quad N_m^2 = -\frac{1}{\rho} \left(\rho' g + \frac{\rho^2 g^2}{\gamma p + B^2} \right), \quad (3)$$

где $\rho' \equiv \partial_x \rho|_{x=0}$. Соотношение скоростей роста неустойчивых мод определяется четырьмя величинами:

$$\Gamma = -\frac{\rho'}{\rho} g, \quad \Gamma_B = \frac{\rho g^2}{\gamma p}, \quad \Gamma_m = \frac{\rho g^2}{\gamma p + B^2}, \quad \Gamma_0 = \frac{\Gamma_m^2}{\Gamma_B}. \quad (4)$$

Известно, что: (i) при $\Gamma_B \leq \Gamma$ плазма устойчива; (ii) при $\Gamma_0 \leq \Gamma < \Gamma_B$ наиболее неустойчивая мода – квазиперестановочная ($k_{\parallel} \neq 0$) со скоростью роста $\omega^2 = -\frac{\rho g^2}{B^2} (1 - \sqrt{\Gamma/\Gamma_B})^2$; (iii) при $\Gamma \leq \Gamma_0$ наиболее неустойчивая мода – перестановочная ($k_{\parallel} = 0$) со скоростью роста $\omega^2 = \Gamma - \Gamma_m$.

Численные результаты. Для плазменного диска Юпитера параметры, входящие в уравнение (2), известны из наблюдений, поэтому наиболее неустойчивая мода может быть легко найдена. Из фигуры 4 работы [13] нахожу характерное расстояние от центра ($x = x_2$) Юпитера, на котором располагается внешний край ($x = 0$) плазменного диска (Рис. 2), как

$$x_2 \approx 20R_{\text{Jup}}. \quad (5)$$

Плотность массы электрон-ионной плазмы $\rho = A m_p n(x=0)$, где $A \sim 48$ атомная масса (в предположении оксида серы как ионной компоненты плазмы), m_p – масса протона, $n \propto (x_2 - x)^{-3}$, из фигуры 4 работы [13]

$$n(x=0) \approx 1 \text{ [см}^{-3}\text{]}, \quad (6)$$

$$g \approx x_2 \Omega_{\text{Jup}}^2 = 4.422 \times 10^3 \text{ [см с}^{-2}\text{]}, \quad (7)$$

где $\Omega_{\text{Jup}} = 1.759 \times 10^{-4} \text{ [рад с}^{-1}\text{]}$. Используя эти параметры, я нахожу

$$\Gamma = -9.277 \times 10^{-8} \text{ [с}^{-2}\text{]}, \quad \Gamma_B = 6.821 \times 10^{-4} \text{ [с}^{-2}\text{]}, \quad (8)$$

$$\Gamma_m = 9.9 \times 10^{-7} \text{ [с}^{-2}\text{]}, \quad \Gamma_0 = 1.437 \times 10^{-9} \text{ [с}^{-2}\text{]}. \quad (9)$$

Из уравнений (8)-(9) следует, что реализуется случай $\Gamma \leq \Gamma_0$ (поскольку $\Gamma < 0$), следовательно, расширение плазменного диска Юпитера должно происходить посредством перестановочной неустойчивости с характерным временем роста неустойчивости из уравнения (2):

$$\tau_{theory} \sim 1.056 \times 10^3 \text{ [с]}. \quad (10)$$

Результат в уравнении (10) означает, что теория предсказывает время роста существенно меньшее, чем ожидается из наблюдений. Последнее имеет порядок 20–80 дней [10], или в случае 20 дней

$$\tau_{observ} \sim 1.728 \times 10^6 \text{ [с]}. \quad (11)$$

Выводы

В согласии с качественными оценками в литературе (например, [10]), приведенная в настоящей работе количественная оценка предсказывает в уравнении (10) характерное время потери материи плазменным диском Юпитера на несколько порядков меньше, чем ожидается из наблюдений в уравнении (11). Аналогичная ситуация ожидается и в плазменном диске коричневых карликов (при наличии). Такое расхождение является существенным и указывает на недостающую значительную часть в теоретическом понимании физики плазменной оболочки указанных небесных тел. Таким образом, в будущей работе необходимо идентифицировать возможные физические механизмы, ответственные за практическое увеличение времени потери вещества. Возможные причины, которые необходимо проанализировать, следующие: (i) наличие магнитного сдвига в (2); (ii) учет токов Биркеланда и замыкающего их тока, проходящего вдоль плазменного диска; (iii) действие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на стадии нелинейного развития перестановочной неустойчивости.

Благодарность. Благодарю за полезные комментарии и обсуждения профессора П.А. Беспалова.

Исследование было выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268).

Литература

1. *Burrows, A. et al. // J., Rev. Mod. Phys. 2001. 73, 719.*
2. *Hallinan et al. // ApJ. 2006. 653, 690.*
3. *Zaitsev, V.V. & Stepanov, A.V. // Geomagnetism and Aeronomy. 2022. 62, 1078.*
4. *Climent et al. // Science. 2023. 381, 1120.*
5. *Kao et al. // Nature. 2023. 619, 272.*
6. *Bespalov, P.A. & Savina, O.N. // MNRAS. 2018. 480, 4761.*
7. *Hones, E.W., Jr. & Bergeson, J.E. // J. Geophys. Res. 1965. 70, 4951.*
8. *ud-Doula, A. & Owocki, S.P. // ApJ. 2002. 576, 413.*
9. *Nakajima, R. // Astrophys. Space Sci. 1985. 116, 285.*
10. *Bagenal, F. & Dols, V. // J. Geophys. Res. 2020. 125, e2019JA027485.*
11. *Goedbloed, J.P., Keppens, R., Poedts, S. Magnetohydrodynamics of laboratory and astrophysical plasmas, Cambridge University Press, 2019.*
12. *Goedbloed, J.P. // Physica. 1971. 53, 412.*
13. *Bespalov, P.A. et al. // Ann. Geophys. 2006. 24, 2043.*

РАСПОЛОЖЕНИЕ И СИММЕТРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Кобяков Д.

Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород, Россия

LOCATION AND SYMMETRY OF SUPERCONDUCTIVITY IN NEUTRON STARS

Kobyakov D.

Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-171-174>

Earlier, it was a standard assumption that the entire core of neutron stars is superconducting. However, the matter contents in the inner core has been unknown even qualitatively, because density of matter in that region is expected to be higher than the nuclear saturation density 0.16 fm^{-3} . As a consequence, no reliable model exists that would describe the neutron star matter in the inner core of neutron stars. Thus, a possibility of presence of normal, non-superconducting, plasma in the inner core cannot be excluded as of today. This point is supported by the present numerical calculations of the structure of neutron stars based on the equation of state and the proton Cooper pairing calculations derived from the chiral effective field theory. The numerical results show that the superconducting gap goes to zero at baryon densities corresponding to the depth about 1 km below the crust-core boundary. Given that the stellar radius is of the order of 12 km, therefore the superconducting proton matter is expected to exist only in a thin layer at the tip of the outer core. Recently it has been realized that the symmetry of superconductor is anisotropic in the lasagna region of the pasta phases located at the bottom of the crust. However the question of whether this symmetry is continuous or discrete was unsolved. In the present work, the tunneling rate between the adjacent slabs is calculated in the entire range of densities and it is shown that the Josephson coupling is negligibly small, thus a discrete model is necessary for the description of the lasagna region. Uncertainties and future directions of the research are discussed.

Пространственное расположение сверхпроводящих протонов и свойства симметрии их параметра порядка в нейтронных звездах являются одними из определяющих факторов для спектра гидромагнитных волн в этих небесных телах. Гидромагнитные волны переносят энергию из внутренней части звезды в ее внешние слои в таких наблюдаемых процессах как гигантские вспышки магнетаров и последующие квазипериодические осцилляции, внезапные скачки вращательной частоты нейтронных звезд. Таким образом, понимание спектра гидромагнитных волн является важной частью астрофизических моделей, направленных на получение новых знаний о строении вещества нейтронных звезд.

Существование сверхпроводника в нейтронных звездах было впервые рассмотрено в 1969 году в работе [1], где было показано, что сильное взаимодействие между протонами должно приводить к их куперовскому спа-

риванию в S-волне и сверхпроводимости в ядре, где ядерная материя является однородной квантовой жидкостью. С тех пор, в стандартной физической картине ядра нейтронных звезд предполагалось, что протонный сверхпроводник с изотропным параметром порядка присутствует во всем жидком ядре.

В работе, детали которой изложены в тексте недавней публикации [2], показано, что с учетом реалистических моделей микроскопической физики куперовского спаривания протонов на основе киральной эффективной теории поля барионов [3], сверхпроводник, вероятно, занимает не все ядро, а лишь тонкий слой толщиной порядка 1 км в верхней части ядра.

Данный результат, насколько мне известно, не обсуждался ранее и, следовательно, является новым. Вывод о том, что сверхпроводник занимает лишь тонкий слой ядра, не зависит от уравнения состояния в коре и, как показывают проведенные вычисления в [2], не зависит от показателей политропы для экстраполяции уравнения состояния во внутреннюю часть ядра, где плотность материи превышает порядок плотности насыщения ядерной материи. Этот результат показан на Фиг. 11 работы [2] и получен путем решения уравнения баланса силы тяжести и силы давления с уравнением состояния, состоящим из трех частей. Во-первых, уравнение состояния твердой коры, во-вторых, уравнение состояния однородной материи во внешнем ядре, в-третьих, экстраполяция уравнения состояния во внутреннюю часть ядра.

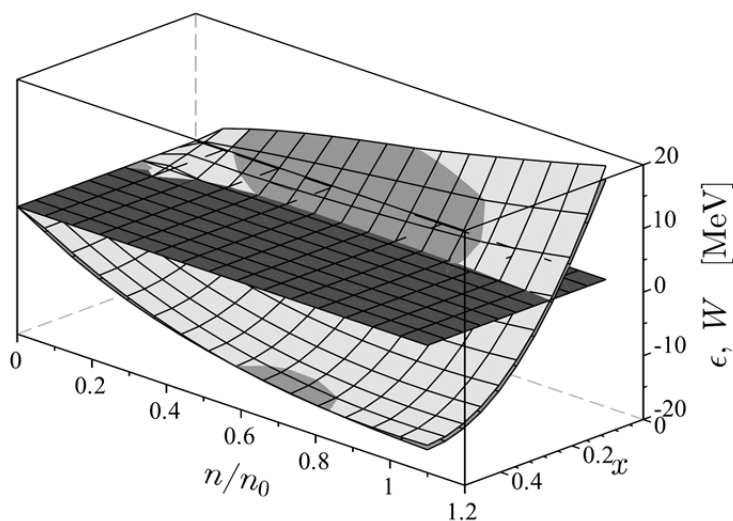


Рис. 1.

Уравнение состояния твердой коры было заимствовано из литературы, где данные были получены из уравнения состояния Барселона-Катания-Париж-Мадрид (ссылки в работе [2]). Однако для более самосогласованного описания необходимо вычислить давление как функцию плотности в коре из того же уравнения состояния, которое используется во внешнем ядре.

Во внешнем ядре использовалось уравнение состояния на основе киральной эффективной теории поля. Энергия на один барион задается следующим выражением:

$$\varepsilon(n, x) = \varepsilon_0 \left[\frac{3}{5} \left[x^{\frac{5}{3}} + (1-x)^{\frac{5}{3}} \right] \left(\frac{2n}{n_0} \right)^{\frac{2}{3}} - [\alpha_1(x-x^2) + \alpha_2] \frac{n}{n_0} + [\eta_1(x-x^2) + \eta_2] \left(\frac{n}{n_0} \right)^\gamma \right], \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 36.84$ МэВ, $\alpha_1 = 2\alpha - 4\alpha_L$, $\alpha_2 = \alpha_L$, $\eta_1 = 2\eta - 4\eta_L$, $\eta_2 = \eta_L$. Вид функции $\varepsilon(n, x)$ (светло-серый) приведен на рис. 1. Для сравнения, на рис. 1 показана (средне-серый) энергия на один барион из работы Бэйма, Бетэ и Петика 1971 года (ссылки в работе [2]). Темно-серым для удобства показана нулевая поверхность. Плотность массы включает массу покоя протонов и нейтронов, их энергию взаимодействия и релятивистскую массу электронов и равна

$$\rho = m_p x n + m_n (1-x)n + \frac{n\varepsilon}{c^2} + \frac{(9\pi)^{2/3} \hbar}{4c} (xn)^{4/3}, \quad (2)$$

где $x = n_p/n$. Из эмпирических свойств ядерной материи имеем (минус) энергию связи на барион $\omega_0 = 16$ МэВ, и давление в атомном ядре при плотности ядерного насыщения $P_{\text{нuc}}(n = n_0, x = 1/2) = 0$. Из этих свойств следует связь параметров:

$$\alpha = \frac{4}{5} + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{1}{5} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \right), \quad \eta = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{1}{5} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \right). \quad (3)$$

Параметры несжимаемости, энергии симметрии и уклон энергии симметрии равны

$$K = 9\varepsilon_0 \left[-\frac{2}{15} + \gamma \left(\frac{1}{5} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \right) \right], \quad (4)$$

$$S_0 = \varepsilon_0 \left(\frac{3}{5} 2^{2/3} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} - \alpha_L + \eta_L \right), \quad (5)$$

$$L = 3\varepsilon_0 \left(\frac{2}{5} - \alpha_L + \gamma\eta_L \right). \quad (6)$$

В вычислениях работы [2] я использую два набора параметров: $(\gamma, \alpha_L, \eta_L) = (4/3, 1.385, 0.875)$ и $(\gamma, \alpha_L, \eta_L) = (1.45, 1.59, 1.11)$, которые приводят к, соответственно, следующим значениям:

$$(K, S_0, L) = (236 \text{ МэВ}, 32.3 \text{ МэВ}, 20.1 \text{ МэВ}), \quad (7)$$

$$(K, S_0, L) = (261 \text{ МэВ}, 33.4 \text{ МэВ}, 46.4 \text{ МэВ}). \quad (8)$$

Во внутренней коре использовалась обобщенная политропическая экстраполяция, при которой давление задавалось в трех последовательных диапазонах плотности следующей политропой:

$$P[\rho(r)] \propto \rho^\Gamma, \quad (9)$$

где r – радиальная координата, а значения Γ и соответствующих диапазонов указаны в подписи к Фиг. 2 работы [2].

С другой стороны, при столь высоких плотностях состав ядерной материи неизвестен даже на качественном уровне, поэтому не существует надежного описания внутренней структуры ядра. Из этого следует, что в

настоящее время действительно нельзя исключить варианта, при котором внутренняя часть ядра является не сверхпроводящей, а нормальной.

В работе, детали которой изложены в тексте недавней публикации [2], также исследуется вопрос о структуре сверхпроводника в переходной области кора-ядро. В 2018 году в работах [4, 5] было впервые замечено, что основное состояние материи на границе кора-ядро соответствует структуре параметра порядка протонного сверхпроводника, в которой протонная жидкость распределена в тонких слоях, что делает симметрию сверхпроводника анизотропной. Таким образом, возникает вопрос, является ли анизотропная симметрия дискретной или непрерывной.

В случае если симметрия непрерывна, то сверхпроводимость может быть описана с помощью тензора сверхпроводящей плотности. В противоположном случае дискретной симметрии, сверхпроводник распределен в тонких слоях, не связанных друг с другом джозефсоновским туннелированием, и должен описываться дискретной моделью.

Для уточнения типа симметрии, в публикации [2] были вычислены вероятности туннелирования протонов между соседними слоями (Фиг. 6–9), из которых следует, что в большей части региона пластин туннелирование, определяющее джозефсоновскую связь между ними, пренебрежимо мало. Из этого следует, что для описания сверхпроводника в основном состоянии должна использоваться дискретная модель.

Полученные результаты конкретизируют основные предположения будущей модели для вычисления момента сил при взаимодействии сверхпроводника в слоистой структуре в регионе пластин с магнитным полем. Эти вычисления необходимы для уточнения параметров основного состояния региона пластин с учетом тепловых флуктуаций.

В будущей работе необходимо исследовать следующие вопросы: (i) уточнить радиальное положение и независимо подтвердить существование региона пластин в других уравнениях состояния; (ii) выяснить, является ли основное состояние пластин упорядоченным с учетом наличия магнитного поля; (iii) уточнить толщину пластин и расстояние между ними; (iv) исследовать неопределенность, связанную с взаимной ориентацией пластин и магнитного поля; (v) изучить влияние на гидромагнитные волны границы между сверхпроводящей плазмой и нормальной плазмой.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр Фотоники» с финансированием Министерства Науки и Образования РФ (контракт 075-15-2022-316).

Литература

1. *Baym G., C. Pethick and D. Pines* // Nature (London), 1969, **224**, 673.
2. *Kobyakov D.* 2023, arXiv:2308.09116 [nucl-th].
3. *Lim Y. and J.W. Holt* // Phys. Rev. 2021. С **103**, 025807.
4. *Kobyakov D.N.* // Phys. Rev. 2018. С **98**, 045803.
5. *Kobyakov D.N. and C.J. Pethick* // Sov. Phys. JETP. 2018. **127**, 851.

ТРИГГЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЯВЛЕНИЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ НА ЗЕМНУЮ ТЕКТОНИКУ И ИХ ВОЗМОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ НА КЛИМАТ

Комитов Б.П.¹, Кафтан В.И.²

¹*Институт астрономии и НАО БАН, София, Болгария*

²*Геофизический центр РАН, Москва, Россия*

SPACE WEATHER PHENOMENA TRIGGER FORCING EFFECTS OVER EARTH TECTONICS AND A POSSIBLE INFLUENCE OVER CLIMATE

Komitov B.P.¹, Kaftan V.I.²

¹*Institute of Astronomy and NAO BAS, Sofia, Bulgaria*

²*Geophysical Center RAS, Moscow, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-175-178>

A main tasks in the present study are two: 1. The test of possibility for detecting a probable strong solar flares and lower ionosphere events (SIDs) moments on base of white light telescopic observations, which are based on Greenwich daily sunspot groups catalog data (1874–1976) and related to him catalogs, supported by David Hathaway (up to present); 2. Searching for possible trigger effects for strong volcanic eruptions and/or earthquakes generation. A detailed analysis for 8 earthquakes ($M \geq 7$) and 3 volcanic eruptions ($VEI = 6$) during the last 150 years has been provided and a positive result for 8 from these events has been obtained. The further development of the thematic could successfully helps for studying of space weather trigger effects over Earth tectonics no only since 1874 AD, but also, in more remote past. Some of these events have been accompanied by significant climatic effects.

1. Введение

Наши прежние исследования [1, 2] связаны с проблемой триггерных связей между явлениями в нижней ионосфере и тектоническими событиями (ТС), такими как землетрясения и вулканические извержения. Были найдены очевидные факты того, что солнечными причинами этих триггерных воздействий в эпохах максимумов солнечных около 11-летних циклов являются солнечные рентгеновские вспышки средней и большой мощности классов М и Х. Из-за возникновения внезапных возмущений (SID) в нижнем ионосферном слое D, а также и из-за вторгающихся в среднюю и нижнюю атмосферу Земли солнечных протонов высокой энергии, возникают колебания интенсивности электрического поля между ионосферой и литосферой. В разломных зонах эти эффекты могут запускать тектонические явления. Важным дополнительным условием при этом является предшествующее накопление околокритической энергии в очагах сейсмических событий. В качестве примера детально рассмотрены извер-

жение вулкана Пинатубо июня 1991 г., а также мегаземлетрясения в Мексике (M8.1, сентябрь 2017 г.) и Чили (M8.2, апрель 2014 г.)

2. Группы солнечных пятен, космическая погода и мощные тектонические события

Однако существует серьёзное ограничение временного интервала использования таких данных. Они являются полностью или относительно непрерывными с конца 1950-х, а конкретно для солнечных рентгеновских вспышек – с конца 1960-х годов. Таким образом, большое число мощных тектонических явлений XIX и XX века, о которых есть достаточно надёжная и подробная информация, не могут быть использованы для проверки наших предположений.

Мы предположили, что данные суточных телескопических наблюдений о площади, видимом расположении и морфологическом классе групп пятен на диске Солнца, которые опубликованы в Гринвичском каталоге групп солнечных пятен и его продолжении, разрабатываемом Дэвидом Хатауэем (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>), могут в определенной степени быть использованы для реконструкции солнечно-тектонических связей на протяжении последних ~250 лет. По этим данным на основе величины и изменения площади, а также морфологического класса групп пятен можно делать выводы не только об их вспышечном потенциале, но также с большой вероятностью о том, были ли значительная вспышка и солнечное протонное событие (SEP) случайными в соответствующий или предшествующий моменты. Далее, это можно связать с зарегистрированным вскоре после потенциальной вспышки мощным тектоническим событием.

В нашей работе использованы данные из тех же источников, что были использованы нами прежде, плюс ежедневные данные о наблюдаемых параметрах групп солнечных пятен в белом цвете (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwich>).

3. Результаты, анализ и выводы

Для тестирования были выбраны 11 событий из самых мощных ТС за последние 150 лет. Из них 3 являются вулканическими извержениями (Кракатау 1883 г., Мон Пеле 1902 г. и Пинатубо 1991 г.), а остальные – землетрясениями. За исключением извержения Мон Пеле, все остальные ТС относятся к эпохам высокой солнечной активности. В таблице на рис. 1 показаны данные о четырех, по нашему мнению, самых типичных случаях. Для первого из них (Пинатубо 1991 г.) имеется обширная информация – наземные наблюдения группы солнечных пятен, геомагнитная активность, инструментальные спутниковые и наземные данные о космической погоде вблизи моментов самых активных событий, связанных с серией выбросов вулканического материала между 07 и 15 июня 1991 г. Для

второго ТС (Великое Чилийское землетрясение 22 мая 1960 года) спутниковые данные о рентгеновских солнечных вспышках отсутствуют, но имеются данные о SID и GLE.

Тектоническое событие (ТС)	Группа солнечных пятен, S	магнитный/морф.класс	Трансформация класса группы пятен	SID до ТС	вспышки SEP/GLE до ТС	Геомагнитная активность до ТС	Явления после ТС
извержение вулкана Пинатубо 07-15 июня 1991; VET=6	AR06659; 07 июня S=3043 11 июня S=3057 15 июня S=934	класс A и B	08 июня, класс A->B; 15 июня класс B->A	15 SID балла 3+ между 06-15 июня	X12 и M4.2-06 июня; X10-09 июня X12-11 июня M11 и M5.5-11 июня; M2.4-12 июня M1.8, M5.4 и M2.2-13 июня; M7.3-14 июня X12-15 июня GLE; 11-15 июня	почти непрерывная геомагнитная активность (Kp=>4) в интервале 06-15 июня	до 14 июня - нет однозначности из-за перекрытия событий, 15 июня - геомагнитная буря сразу вслед за последней eruption вулкана
Великое Чилийское землетрясение 22 мая 1960; M=9.5	первая группа 16 мая S=1770 20 мая S=2470 22 мая S=1765 вторая группа 16 мая --- 20 мая S=300 22 мая S=1110	RGO класс 7 и для обеих групп	нет	длгое SID событие баллом 3+ 21-22 мая	вероятная вспышка большой мощности (X1.0+) 21мая	3-часовый активный период (Kp=4) около 6 часов до ТС	геомагнитная буря (Kp=5) около 18-20 часов вслед за ТС
"Чирпанское землетрясение 14 апр. 1928; M=7.0	группа пятен 12 апр. S=770 13 апр S=990 15 апр. S=750	RGO класс 6	нет	вероятное SID событие 14 апреля	вероятная вспышка большой мощности (X1.0+) 14 апр.	нет	нет
извержение вулкана Мон Пеле 08 мая 1902 VET=6	нет	нет	нет	нет	нет	нет	геомагнитная буря (Kp=5) сразу вслед за ТС

Рис. 1. Таблица основных результатов для четырех исследованных ТС

Анализируя таблицу об этих двух ТС можно заключить, что:

1. Тектонические события следуют за крупными солнечными вспышками и связанными с ними внезапными ионосферными возмущениями (SID). Их наступление почти или совсем не связано с геомагнитными бурями. Это косвенно указывает на то, что обусловленные солнечной активностью триггерные активизации ТС реализуются, прежде всего, за счет прямого воздействия солнечных вспышек на нижнюю ионосферу и наведенных электрических полей между последней и тектоническими очагами

в верхней литосфере. Другим менее вероятным объяснением является триггерный эффект от солнечных протонных событий и связанных с ними радиационных бурь и GLE.

2. Иногда после ТС возникает геомагнитная активность, которая является индикатором обратного влияния ТС на магнитное поле Земли

3. Использование визуальных наблюдений больших пятен (площадь S около 800–1000 мчсд или более), как грубого индикатора вспышечной активности Солнца и, впоследствии, индикатора триггерного эффекта для ТС, по нашему мнению, оправдано для более ранних эпох, когда инструментальных наблюдений вспышечной активности Солнца не было. Это имеет место также, например, при анализе данных Чирпанского землетрясения 1928 года. В этом случае большая группа солнечных пятен достигла максимума в интервале 12–24 часа возле момента ТС. Около полудня 14 апреля 1928 г. в этой солнечной области была сгенерирована солнечная вспышка и связанное с ней SID-явление. Последнее вызвало повышение интенсивности местного электрического поля между поверхностью Земли и нижней ионосферой в районе эпицентра, что проявилось также в возбужденном поведении животных около 1–1.5 часов до сейсмического толчка.

4. Для Армянского (Спитакского) 1988 г. и Индонезийского Землетрясения 26 декабря 2004 г. триггерный эффект, связанный с явлениями космической погоды, не установлен.

Следует также отметить, что триггерное воздействие процессов космической погоды на ТС может косвенно влиять на климат двумя способами:

1. Через колебания продуктивности аэрозолей в атмосфере из-за влияния космической погоды на вулканическую активность и эмиссию кислотных газов;

2. Колебания интенсивности электрического поля между литосферой и ионосферой оказывают влияние на пространственное распределение аэрозольных ядер и впоследствии на условия возникновения и распределения облаков.

Литература

1. *Komitov B., Kaftan V.* “Danjon Effect”, Solar-Triggered Volcanic Activity and Relation Climate Change // Russian Journal of Earth Sciences, 2022, Vol. 22, ES6005 <https://doi.org/10.2205/2022ES000803>
2. *Komitov B., Kaftan V.* The Lower Ionosphere and Tectonic Processes on Earth // Geomagnetism and Aeronomy, 2023, Vol. 63, No. 7, pp. 176–184 (в печати).

РАССЛОЕНИЕ ПЛАЗМЫ ВНУТРИ МАГНИТНОЙ АРКИ В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Корягин С.А., Викторов М.Е.

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
г. Нижний Новгород, Россия*

PLASMA STRATIFICATION INSIDE MAGNETIC ARCH IN THE LABORATORY EXPERIMENT ON MODELLING OF SOLAR CORONA PLASMA STRUCTURES

Koryagin S.A., Viktorov M.E.

*A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-179-182>

We present an experiment in a compact laboratory setup designed to study plasma structures in a magnetic arch. A localized arc discharge at the base of the arch produces a fully ionized plasma flow with an electron density of 10^{13} – 10^{15} cm⁻³, which propagates with velocity $v_{0\parallel} = 15$ km/s along the magnetic loop. The velocity $v_{0\parallel}$ is 3.5 times the ionic sound velocity and corresponds to the energy of directed ion motion $m_i v_{0\parallel}^2 / 2 = 33$ eV. The temperature of the electron fraction is 3 eV. The arch structure is created by a pair of electromagnets located at the bases of the loop. The ambient unperturbed magnetic induction varies from 10–20 kGs at the bases of the arch to 0.8 kGs at the apex. In the setup, the total plasma pressure varies in the interval both above and below the magnetic pressure, which corresponds to the regions of the solar corona where the magnetic arches are ruptured and plasma is ejected into interplanetary space. Optical plasma emission indicates the transformation of the counterflows into a structure like a hollow cylinder or two ribbons. We discuss a stationary current configuration in plasma with temperature anisotropy and an ion Weibel instability in mirror-like magnetic trap as its possible origin.

1. Введение

Мелкомасштабное магнитное поле Солнца структурирует плазму солнечной короны в петли (арки, трубки) различного пространственного масштаба – от высоты однородной атмосферы до радиуса звезды [1]. Повышенное поступление фотосферной плазмы в трубку и её прогрев (например, за счёт сжатия оснований) разрывает магнитную петлю и приводит к взрывному выбросу вещества в межпланетное пространство. Разрушение магнитной структуры может быть связано с желобковой неустойчивостью, характерной для систем с изогнутым магнитным полем [1, 2].

В ИПФ РАН сконструирована компактная плазменная установка с диаметром разрядной камеры 18 см для моделирования динамики плазмы в изогнутом магнитном поле типа корональной трубки [3, 4]. Арочная структура сформирована парой разнесённых электромагнитов, которые

фиксируют основания петли. Невозмущённая плазмой магнитная индукция B меняется от 10–20 кГс в основаниях арки до 0,8 кГс в вершине.

Плазма с электронной концентрацией $n_e = 10^{13}–10^{15} \text{ см}^{-3}$ создаётся вакуумно-дуговым разрядом на алюминиевом катоде диаметром 10 мм. Анод-сопло окружает катод по периметру и выпускает созданное плазменное облако сквозь основание магнитной арки со скоростью $v_{0\parallel} = 15 \text{ км/с}$. Скорость $v_{0\parallel}$ в 3,5 раза превышает скорость ионного звука и соответствует энергии направленного движения ионов $m_i v_{0\parallel}^2 / 2 = 33 \text{ эВ}$ ($m_i = 27 \text{ а. е. м.}$ – атомная масса алюминия). Среднее зарядовое число ионов $Z = 1,7$; температура электронной фракции $T_e = 3 \text{ эВ}$. Пара плазменных источников (по одному в каждом основании петли) создаёт арочную систему из двух встречных сверхзвуковых потоков плазмы.

В установке полное давление плазмы варьируется в интервале как выше, так и ниже магнитного давления. Данное обстоятельство позволяет наблюдать как стационарную структуру, так и арку с выбросом вещества из своей вершины. В стационарном режиме оптическое свечение плазмы указывает на расслоение плазменного шнура на две ленты, проходящие по верхнему и нижнему своду арки. Диаметр плазменного шнура (и характерное расстояние между лентами) достигает 3,2 см в вершине петли.

2. Стационарная токовая структура в плазме с анизотропией температуры

Встречные сверхзвуковые ионные потоки соответствуют сильному отличию "температуры" (кинетической энергии) ионов $T_{i\parallel} = m_i v_{0\parallel}^2 = 66 \text{ эВ}$ и $T_{i\perp} \leq T_e = 3 \text{ эВ}$ вдоль и поперёк внешнего магнитного поля: $T_{i\parallel} / T_{i\perp} \geq 22$. В незамагниченной плазме с температурной анизотропией возможна самоогласованная пространственно-периодическая структура из слоёв-лент (жгутов, z -пинчей), которые вытянуты вдоль направления с повышенной температурой [5, 6]. Пространственный шаг между токовыми жгутами

$$\Delta L = \pi c / [2^{1/2} \omega_{pi} (T_{i\parallel} / T_{i\perp} - 1)^{1/2}] \approx \approx 4,5 \text{ см} \times (n_e / 10^{14} \text{ см}^{-3})^{-1/2} (Z/1,7)^{-1/2} [(T_{i\parallel} / T_{i\perp} - 1) / 20]^{-1/2} \quad (1)$$

сокращается с увеличением анизотропии ионной температуры $T_{i\parallel} / T_{i\perp}$ и повышением электронной концентрации n_e ($\omega_{pi} = (Ze^2 n_e / m_i)^{1/2}$ – ионная плазменная частота; e – элементарный заряд). Наложение продольного магнитного поля на z -пинчи не разрушает последние, поскольку ларморовское вращение трансформирует скорость частицы только внутри поперечного движения, но не между продольной и поперечной степенями свободы с разной температурой. Шаг (1) между жгутами совпадает с наблюдаемым расстоянием 3,2 см между лентами при электронной концентрации в вершине арки $n_e = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

3. Ионная вейбелевская неустойчивость как механизм расслоения плазменного жгута

Шаг (1) соответствует волновому числу $k_0 = \pi/(2^{1/2} \Delta L)$, для которого обратился бы в ноль инкремент ионной вейбелевской неустойчивости в незамагниченной плазме (при неподвижных электронах) [7]. Поэтому работа предполагает, что обсуждаемое расслоение плазмы представляет собой две ленты со встречными электрическими токами, которое сформировалось вследствие ионной вейбелевской неустойчивости.

Ионная вейбелевская неустойчивость обсуждается в приложении: а) к ударной волне в эксперименте по встречному испарению твердотельных мишеней [8, 9]; б) к ударной волне в лобовой части магнитосферы Земли, где останавливается солнечный ветер [10]; в) к токовому слою с поперечным магнитным полем в хвосте земной магнитосферы [11].

Чтобы проявилась ионная вейбелевская неустойчивость, необходимо исключить экранировку ионного тока менее инертными электронами, остановив последние вдоль оси повышенной ионной температуры, но, не допуская их увлечения ионами за счёт межчастичных столкновений. В исходно незамагниченной плазме такая остановка возможна относительно слабым поперечным магнитным полем, в котором электронный и ионный ларморовский радиусы оказываются соответственно короче и длиннее характерного расстояния развития неустойчивости – длины волокон [8–11]. В магнитной арке подобная вспомогательная компонента (например, от продольного тока) лишь слегка искажает начальные магнитные силовые линии, не останавливая электроны.

В рассматриваемом эксперименте магнитная система представляет собой "изогнутую" ловушку-пробкотрон, в которой основная доля электронов захвачена и способна осциллировать без столкновений с ионами между магнитными пробками-зеркалами – основаниями арки. Электронное облако в ловушке лишь смещается как целое (подобно грузику на пружине) под действием неустойчивой вейбелевской моды, если последняя нарастает существенно дольше, чем период баунс-осцилляций электрона между основаниями арки. Указанный ограничивающий эффект не сказывается на ионах, если мода нарастает быстрее, чем ион пролетает магнитную петлю с существенно более низкой, чем у электрона скоростью.

Магнитное поле ловушки трансформирует поперечное движение ионов в относительно медленный инерционный дрейф в нарастающем поле вейбелевской моды. В итоге пространственное разделение и самосжатие токовых лент начинается, лишь если давление ионов $n_e m_i v_{0\parallel}^2 / Z$ превысит магнитное давление $B^2 / (8\pi)$ в 2 раза. Указанному условию соответствует электронная концентрация свыше $7,5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в вершине арки при индукции $B = 0,8 \text{ кГс}$. Настолько плотная плазма требует температуры электронов $T_e \approx 25 \text{ эВ}$, чтобы последние пролетали арку без столкновений и локально не увлекались в совместное движение с ионами.

4. Выводы

Предложен механизм расслоения плазменного жгута в эксперименте по моделированию магнитной арки со встречными сверхзвуковыми ионными потоками. Расслоение и самосжатие в две токовые ленты обусловлено ионной вейбелевской неустойчивостью в магнитном поле пробочной конфигурации. Баунс-осцилляции частиц между магнитными пробками ловушки нивелируют демпфирующий отклик электронов на неустойчивую плазменную моду. Продольное давление встречных ионных потоков должно превысить магнитное давление в 2 раза для развития неустойчивости. Для условий эксперимента электронная концентрация должна составлять не менее $7,5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а электронная температура не ниже 25 эВ, чтобы сформировались бесстолкновительные токовые ленты по внешнему и внутреннему сводам арки.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00317.

Литература

1. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // УФН. 2008. Т. 178, № 11. С. 1165.
2. *Кадомицев Б.Б.* Коллективные явления в плазме. – М.: Наука, 1988. Гл. 5, § 1.
3. *Викторов М.Е. и др.* // Письма ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 18. С. 74.
4. *Viktorov M.E. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 035001.
5. *Веселовский И.С.* // Журн. техн. физ. 1975. Т. 45, вып. 4. С. 797.
6. *Кочаровский В.В. и др.* // УФН. 2016. Т. 186, № 12. С. 1267.
7. *Кролл Н., Трайвеллис А.* Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. Гл. 9, §§ 10–12.
8. *Drake R.P., Gregori G.* // Astrophys. J. 2012. V. 749, No. 2. P. 171.
9. *Park H.-S. et al.* // Bull. Am. Phys. Soc. 2014. V. 59, No. 4. P. B12.2.
10. *Kropotina J.A. et al.* // MNRAS. 2023. V. 524, No. 2. P. 2934.
11. *Schindler K.* // J. Geophys. Res. 1974. V. 79, No. 19. P. 2803.

ЭВОЛЮЦИЯ ПЛОЩАДИ И СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ПО ДИСКУ КРУПНЫХ ГРУПП ПЯТЕН, НАБЛЮДАВШИХСЯ НА АКТИВНОЙ ДОЛГОТЕ НА СПАДЕ АКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА 24

Костюченко И.Г.¹, Вернова Е.С.², Илларионов Е.А.^{3,4}

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

²*Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

⁴*Горная Астрономическая Станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

THE EVOLUTION OF THE AREA AND ROTATION RATE OF LARGE SUNSPOT GROUPS OBSERVED ON THE ACTIVE LONGITUDE AT THE DESCENDING BRANCH OF SOLAR CYCLE 24

Kostyuchenko I.G.¹, Vernova E.S.², Illarionov E.A.^{3,4}

¹*Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow, Russia*

²*St. Petersburg Filial IZMIRAN, St. Petersburg, Russia*

³*Moscow State University, Russia*

⁴*Mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Kislovodsk, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-183-186>

The analysis of the rotation rate of individual sunspot groups in the active longitude zone along the solar disk is interesting for the understanding of the active longitude nature. It is usually considered that a long lifetime and a high level of activity of sunspot groups in the active longitude region are caused by a regular arrival of a new magnetic flux. Previously it was found that near the solar cycle minimum the rotational velocity of the active longitude zone exceeded the Carrington one. We analyze the rotation of large long living sunspot groups observed on the active longitude during the end of the descending branch of the solar cycle 24 using the Kisloivodsk Mountain Station data which provide more precise and full daily information about sunspot groups than other catalogs. The analysis shows that all these sunspot groups rotate with a velocity close to that of the active longitude one. The only exclusion is the sunspot group S12673 in which the morphology changed continuously due to a series of powerful flares.

Введение

Механизм образования и долговременного существования областей повышенной активности на Солнце (активных долгот, АД) остается непонятым. Считается, что большое количество групп пятен (ГП), наблюдаемых в области АД, и их повышенная активность обеспечиваются непрерывным поступлением в эту область магнитного потока от долгоживущего источника. Ранее [1] было показано, что в период, близкий к минимуму солнечной активности, зона АД и, следовательно, её возможный источник вращаются со скоростью, несколько превышающей Кэррингтоновскую. В этом случае следует ожидать, что ГП на АД, в которые регулярно поступа-

ет новый магнитный поток, должны вращаться со скоростью, близкой к скорости вращения самой АД.

Результаты и обсуждение

В данной работе детально анализируется вращение наиболее крупных и долгоживущих ГП, наблюдавшихся в зоне АД в период спада активности цикла 24, когда, как показывает рисунок 1, выделение этой зоны можно сделать достаточно уверенно.

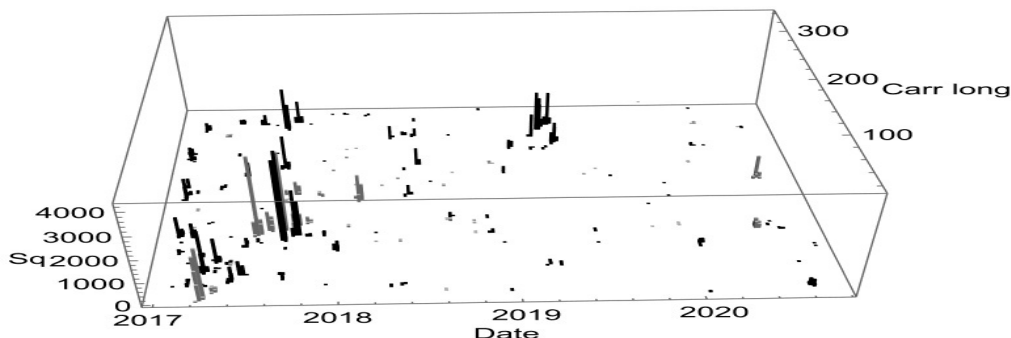


Рис. 1. Долготно-временное распределение площадей групп пятен по данным <http://solarcyclescience.com/activeregions.html> в северном (черный) и южном (серый) полушариях, 2017.2 – 2020.5 г. По оси Z – значения площади групп пятен, суммированные за 3 дня

Видно, что зона активности в Кэррингтоновской системе координат постепенно смещается со временем, следовательно, её скорость вращения (СВ), как и в предыдущих минимумах СА [1], превышает Кэррингтоновскую. Полученное смещение $123.3^\circ/\text{год}$ или $0.335^\circ/\text{день}$ соответствует скорости вращения предполагаемого источника АД 26.6 дней [2].

Для всех ГП, наблюдавшихся в зоне активности не менее 6 дней, была определена их СВ по диску интерполяцией ежедневных значений долготы центра группы [2].

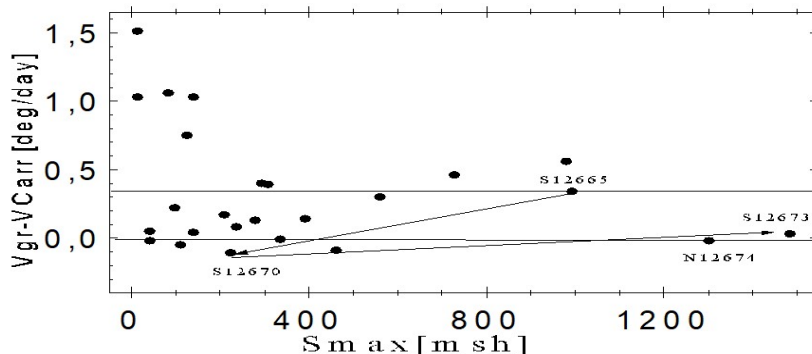


Рис. 2. Зависимость скорости вращения групп пятен в зоне активной долготы от максимально наблюдавшейся площади группы; нижняя горизонтальная линия показывает Кэррингтоновскую скорость, верхняя – скорость вращения АД. Стрелками отмечены 3 рекуррентные группы

Однако значения долготы в использованном каталоге указывается только с точностью до градуса, что приводит к ошибкам определении СВ в дополнение к факторам, указанным в [3]. Из рисунка 2 видно, что у относительно небольших ГП ($S < 400\text{--}500$ msh) СВ показывают большой разброс, при том что широта всех рассматриваемых ГП находится в узком интервале $6^\circ\text{--}14^\circ$, и зависимости СВ от широты не наблюдалось [2]. Полученные высокие СВ у мелких ГП ($S < 100\text{--}150$ msh) отмечались в [3, 4], в то время как более крупные ГП имеют СВ близкую к ожидаемой СВ зоны активности. Исключение составляют 2 самых больших ГП: S12673 и N12674. Здесь мы рассматриваем их эволюцию детально, используя каталог Кисловодской Горной Станции [5], где координаты ГП и их площади указаны с лучшей точностью, даны координаты границ каждой ГП и приводится её ежедневное изображение. Оказалось, что ГП S12673 имеет, по-видимому, предшественников на двух предыдущих солнечных оборотах – ГП S12665 и S12670. Кроме того, одновременно с ГП S12673 в северном полушарии наблюдалась ГП N12674. Эволюцию этих ГП мы рассматриваем ниже.

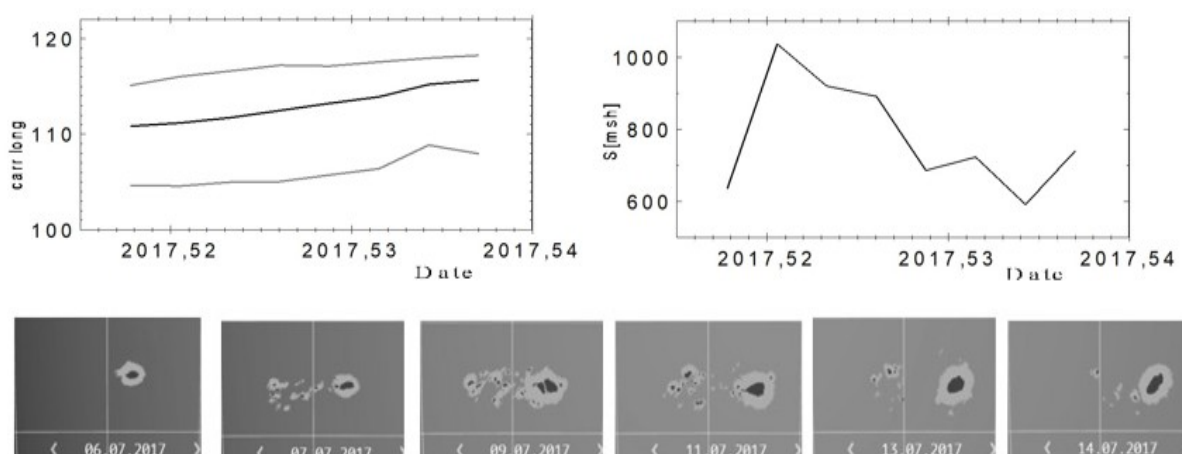


Рис. 3. Эволюция ГП S12665. Верхняя левая панель – изменение Кэррингтоновской долготы центра ГП (черная кривая) и ее границ (серые кривые); Правая верхняя панель – изменение площади ГП; Нижняя панель – ежедневные изображения ГП, цена деления 10° даты внизу.

Из рисунка 3 следует, что за время прохождения по диску Солнца в ГП S12656 как головное пятно, так и хвостовая часть постоянно смещались относительно Кэррингтоновской системы координат, в том числе и в результате поступления нового магнитного потока. С этим связано превышение над Кэррингтоновской скорости ее вращения по диску (рис. 2).

На графике изменения Кэррингтоновской долготы и на изображениях ГП N12674 (рис. 4) видно, что СВ этой ГП превышает Кэррингтоновскую и по более точным данным оказалась близкой к скорости вращения АД (0.3 deg/day). Видно также, что близкая к Кэррингтоновской СВ ГП S12673 связана с постоянной перестройкой её морфологии, вызванной, по-видимому, как поступлением нового магнитного потока, так и серией про-

изошедших в ней мощных вспышек. Отметим также, что изменение площади ГП S12673 и N12674 происходило в противофазе.

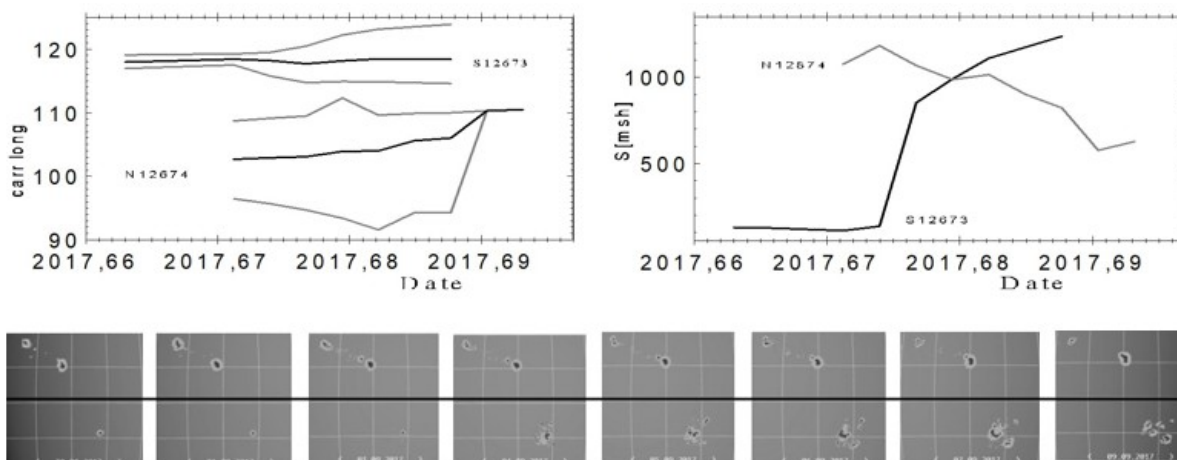


Рис. 4. Эволюция ГП S12673 и N12674, наблюдавшихся на АД одновременно в южном полушарии (S12673) и в северном (N12674). Верхняя левая панель – изменение Кэррингтоновской долготы центра ГП (черная кривая) и ее границ (серые кривые); Правая верхняя панель – изменение площади ГП, черная кривая соответствует ГП S12673, серая – ГП N12674; Нижняя панель – ежедневные изображения, цена деления 10° , даты внизу, черной линией отмечено положение экватора.

Выводы

Анализ скорости вращения по диску наиболее крупных групп пятен, наблюдавшихся на активной долготе в рассмотренный период, проведенный с использованием более точных измерений их координат, показал, что все крупные группы вращаются со скоростью, близкой к скорости вращения зоны активной долготы, в том числе в результате поступления в них нового магнитного потока. Исключение составляет группа S12673, в которой одновременно с поступлением нового магнитного потока быстро изменялась морфология, что было связано с серией происходивших в ней мощных вспышек.

Литература

1. Benevolenskaya, E.E., Kostyuchenko, I.G. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2014, Vol. 54, No. 8, pp. 1–7.
2. Kostyuchenko I.G., Vernova E.S. // *Geomagnetism and Aeronomy*, be published in No. 8, 2023.
3. Kutsenko, A.S. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2021, vol. 500, pp. 5159–5166.
4. Nagovitsyn, Y.A., Pevtsov, A.A., and Osipova, A.A. // *Astron. Lett.*, 2018, vol. 44, pp. 202–211.
5. Illarionov, E.A., Tlatov, A.G. // *Sol. Phys.*, 2022 (<https://doi.org/10.1007/s11207-022-01955-0>)

GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY IN PERIODS OF THE HELIOSPHERIC MAGNETIC FIELD INVERSION

**Krainev M.B.^{1,3}, Bazilevskaya G.A.¹, Kalinin M.S.¹, Mikhailov V.V.²,
Svirzhetskaya A.K.¹, Svirzhetsky N.S.¹, Luo X.³, Potgieter M.S.³**

¹*Lebedev Physical Institute (LPI), RAS, Moscow, Russia*

²*Moscow Engineering-Physical Institute, Moscow, Russia*

³*Shandong Institute of Advanced Technology (SDIAT), Jinan, Shandong, China*

ИНТЕНСИВНОСТЬ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПЕРИОД ИНВЕРСИИ ГЕЛИОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Крайнев М.Б.^{1,3}, Базилевская Г.А.¹, Калинин М.С.¹, Михайлов В.В.²,
Свиржевская А.К.¹, Свиржевский Н.С.¹, Луо С.³, Потгитер М.С.³**

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

²*Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия*

³*Шаньдунский институт передовых технологий, Цзинань, Шаньдун, Китай*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-187-190>

Кратко формулируются наблюдаемые явления, результаты моделирования и представления об инверсии гелиосферного магнитного поля (ГМП) и связанных с ним эффектах в интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ). Основное внимание уделено обсуждению моделей ГМП в периоды его инверсии и сравнению ожидаемого из этих моделей поведения ГКЛ с наблюдаемым. Обсуждаются также пути дальнейшего численного исследования эффектов.

Introduction

The heliospheric magnetic field (HMF) is rooted in the solar poloidal fields that, due to its large size, has an advantage when entering the heliosphere. For the larger part of the solar cycle the HMF consists of two unipolar “hemispheres” divided by the wavy heliospheric current sheet (HCS). During the periods of high sunspot activity around the poloidal field’s inversion such a simple picture is inadequate with no generally accepted model of this phenomenon (see [1] and references therein).

Since the first mentioning of the effect in galactic cosmic ray (GCR) intensity connected with the HMF inversion by the LPI group in 1973 [2], the study of the 22-y variations in GCR intensity has continued for 50 years. However, for most studies the periods around sunspot minima, not maxima, have been studied, while the LPI group has tried to consider attentively GCR effects due to both “two unipolar hemispheres” and the change of the polarities in these “hemispheres”.

The main results of our analysis of GCR effects during periods of the HMF inversion are published in details in [1]. Here we discuss them, considering models of the HMF inversion, the description of GCR intensity in these periods and ways to proceed with minimum of references (as in the extended abstract).

GCR intensity effects connected with the HMF inversion

In [1] we considered GCR intensity around the HMF inversion during the last 5 sunspot maxima and isolated two effects:

- Dependence of the rate of intensity recovery after the HMF inversion on the sign of qdA/dt , where q is the particle's charge and by $dA/dt > 0$ we mean the transition from $A < 0$ to $A > 0$ and vice versa;
- A sharp change in the GCR intensity and in the energy dependence of its variation associated with the Gnevyshev Gap effect in the HMF strength due to the HMF inversion.

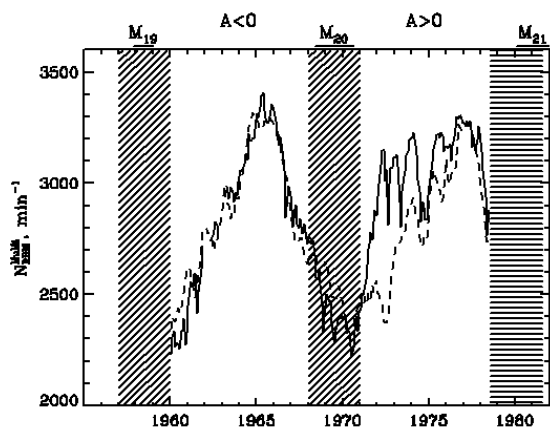


Fig. 1.

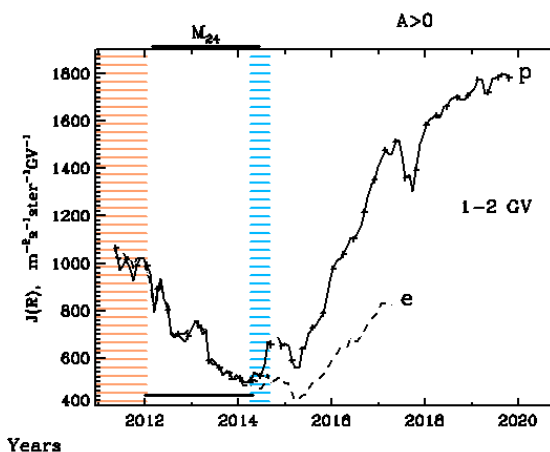


Fig. 2.

The first of these effects was actually reported in [2] as the break of correlation between the observed GCR intensity (solid line in Fig. 1) and its approximation in the 1960s dependent on the number and heliolatitude of the sunspot groups (dashed line) after the inversion of the poloidal solar magnetic fields in 1969-1971. Different rate of intensity recovery for protons ($q > 0$, solid line) and electrons ($q < 0$, dashed line) regressed to protons can be seen in Fig. 2.

The manifestation of the Gnevyshev Gap in GCR intensity that was associated in [1] with the HMF inversion, as the second of the effects, can be seen in Fig. 2 as a sharp variation in both proton and electron intensities during the period of the HMF inversion in 2012-2013. It follows that during this period there were absolutely no dependence in the GCR intensity on the sign of the particle's charge. A much detailed discussion of both effects can be found in [1].

The Models of the HMF inversion

The first qualitative picture of the structure of the HMF inversion was formulated as the change in the types of the HMF polarity distribution: from the two unipolar “hemispheres” divided by a single global HCS corresponding to a general polarity (A_1) to the break of this global HCS and then again to the formation of single global HCS with an opposite general polarity ($A_2 = -A_1$). In Fig. 3b the structure of the four last HMF inversions is coded through different types of HMF polarity distribution. To quantify this, we found the HMF polarity F averaged over the longitude for each latitude and each Carrington Rotation

(CR). Then it is averaged for the previous 13 CRs to account for the time (≈ 1 year) that the SW travels from the Sun to the outer border of heliosphere.

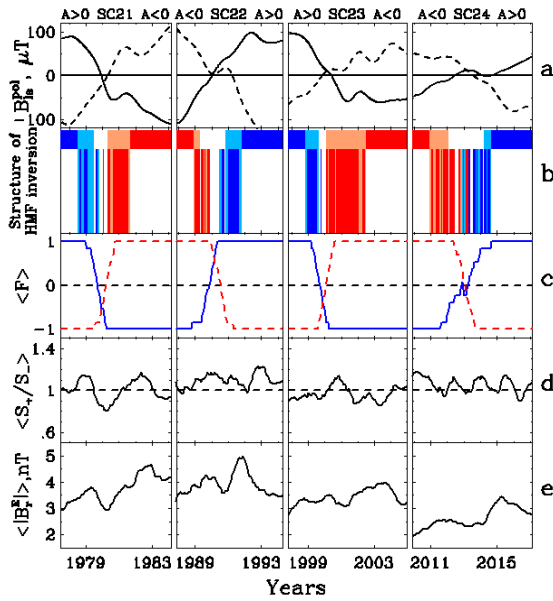


Fig. 3.

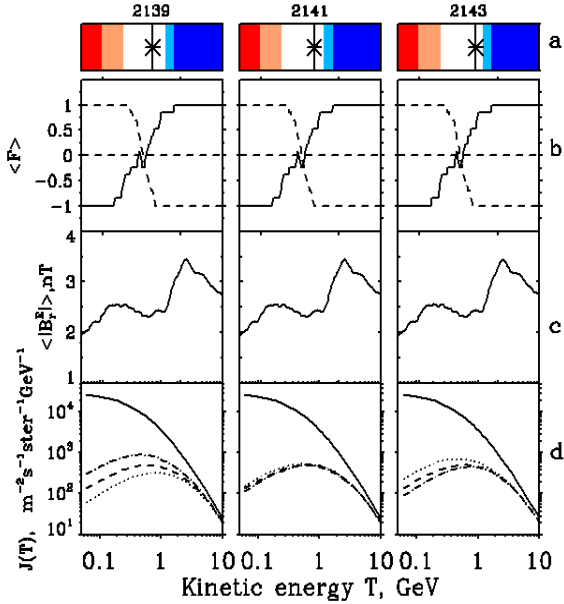


Fig. 4.

In Fig. 3 panels c, d, e show the averaged HMF polarity in the North (solid) and South (dashed) poles (c), the ratio of areas of positive and negative HMF polarity (d) and the absolute value of the HMF radial component (e).

Although the change of the HMF polarity is shown in Fig. 3c only for the North and South poles, it behaves in a similar way for any latitude. The small deviation in Fig. 3d of the ratio of “positive” and “negative” areas from 1 means that the same $|B_r|$ can be used for both positive negative HMF polarities.

The main conclusions that can be drawn from Fig. 3c is that (1) the HMF inversion is rather similar to that of the poloidal high-latitude solar magnetic field (Fig. 3a), and (2) the HMF inversion is too fast to account for the absence of the GCR intensity dependence on the sign of the particle’s charge for 2 years (see Fig. 2 and [4]).

Description of effects due to the HMF inversion in the long-term GCR intensity

The boundary-value problem and the specifics of the description of the particle drift are the same as in our accompanying paper in this Proceedings (Kalinin et al., On the influence of corotating interaction regions...).

In Fig. 4 the calculated proton spectra with three variants of drift velocity (multiplied by 1 (dotted), -1 (dash-dotted), 0 (dashed)) are shown for three every other rotations in panel (d). The relative position of three lines shows that the particles feel the change of the HMF polarity in 1 or 2 CRs and the HMF inversion is really very fast which contradicts to [4].

Recently another quantitative model of the HMF inversion appeared [3], that in some respects is rather similar to the described above and at first glance has both advantages and disadvantages.

On the other hand there are papers devoted to the behavior of GCR intensity during the period of the HMF inversion (e.g., [4]) with excellent description of the GCR observations through the use of a set of rigorously determined modulation parameters. Probably, to achieve a better understanding of both the HMF inversion and GCR behavior in these periods, we need to use the combination of different approaches.

Conclusions

1. The effects in the GCR intensity associated with the HMF inversions - dependence of the rate of intensity recovery after the HMF inversion and a sharp change in the GCR intensity and in the energy dependence – can be seen in any HMF inversion.

2. Recently, models of the HMF inversion were suggested based on the study of the polarity distributions calculated in the base of the heliosphere. However, the HMF inversion according to these models is too fast to account for the absence of the GCR intensity dependence on the sign of the particle's charge for 2 years.

3. Both the model for the HMF inversion and that for GCR modulation should be changed for the description of the effects in the GCR intensity associated with the HMF inversions.

Xi Luo is grateful for the support of the Taishan Scholar Project of Shandong Province (202103143) and a grant from the National Science Foundation of China (NSFC, U2106201). V.V. Mikhailov thanks the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for support (state assignment, project “Fundamental and Applied Research of Cosmic Rays” № FSWU-2023-0068).

References

1. *Kraiev M.B., Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S., et al.* Fifty years of studying the GCR intensity during the inversion of the heliospheric magnetic fields. I. Observations // *Solar-Terrestrial Physics*. 2023. Vol. 9. Iss. 4., in print.
2. *Charakhchyan A.N., Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Charakhchyan T.N.* Anomalous effect in the 11-year galactic cosmic ray modulation // *Proc. the 13th International Cosmic Ray Conference*. 1973, vol. 2, pp. 1159–1164.
3. *Kopp A., Raath J.L., Fichtner H., et al.* Cosmic-ray transport in heliospheric magnetic structures. III. Implications of solar magnetograms for the drifts of cosmic rays // *Ap.J.*, 922:124 (13pp), 2021 1 <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac23e0>
4. *Aslam O.P.M., Luo X., Potgieter M.S., et al.* Unfolding Drift Effects for Cosmic Rays over the Period of the Sun's Magnetic Field Reversal // *ApJ*, 947:72 (17pp), 2023 April 20 <https://doi.org/10.3847/1538-4357/acc24a>

О РОЛИ ИОННОЙ ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ФОРМИРОВАНИИ ФРОНТА ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ЗЕМЛИ

Кропотина Ю.А.¹, Петрукович А.А.², Чугунова О.М.², Быков А.М.¹

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

²*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

ON THE ROLE OF THE ION WEIBEL INSTABILITY IN THE FORMATION OF THE EARTH BOW SHOCK FRONT

Kropotina J.A.¹, Petrukovich A.A.², Chugunova O.M.², Bykov A.M.¹

¹*Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia*

²*IKI RAS, Moscow, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-191-194>

We study the nature of strong magnetic field oscillations in the vicinity of the Earth bow shock in regions of low interplanetary magnetic field. A hybrid kinetic model is compared to MMS observations. We show that with a magnetic field about 1 nT the shock front is formed mostly due to the ion Weibel instability, while with a magnetic field about 8.5 nT the impact of this instability is negligible. In the latter case the ratio of magnetic variation to the upstream magnetic field is an order less than that in the former.

Введение

На участках фронта головной ударной волны Земли со слабым (порядка 1 нТ) межпланетного поля могут наблюдаться сильные колебания магнитного поля и плотности [1–4]. При этом временной ряд, измеряемый спутником, создаёт иллюзию пересечения протяжённого фронта ударной волны с быстрыми осцилляциями магнитного поля и плотности плазмы от значений перед фронтом до значений за фронтом (рис. 1).

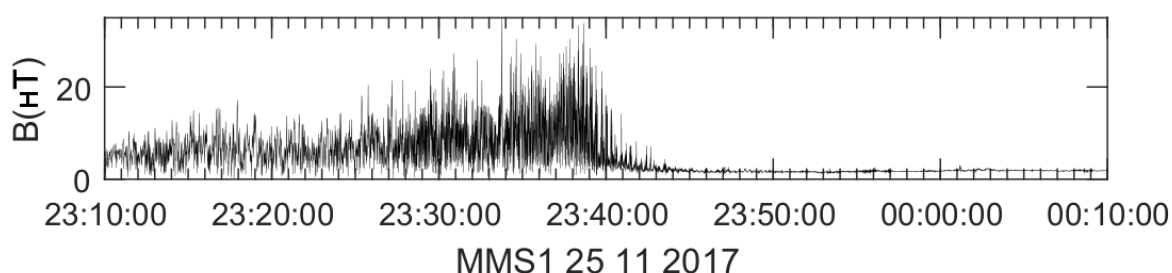


Рис. 1. Наблюдения головной ударной волны спутником MMS в период слабого межпланетного магнитного поля ~1 нТ.

Однако численное моделирование [5] показало, что фронт ударной волны с такими параметрами компактный (порядка протонного гирорадиуса), а изменение параметров плазмы вдоль нормали к фронту практически ламинарное. Наблюдаемые осцилляции магнитного поля объясняются

ионной вейбелевской неустойчивостью, возникающей в подножии ударной волны при взаимодействии встречных пучков ионов. В результате раскачки неустойчивости появляются нитевидные структуры, вытянутые вдоль нормали к фронту и движущиеся вместе с плазмой со скоростью выше альвеновской. Таким образом, спутник наблюдает локальное изменение параметров плазмы при движении этих структур вдоль фронта ударной волны.

Однако схожая картина может наблюдаться и при более сильном межпланетном магнитном поле (до ~ 8.5 нТ, рис. 2). Это поднимает вопрос о том, при каких параметрах может развиваться ионная вейбелевская неустойчивость, а также какие неустойчивости могут приводить к такой наблюдательной картине. Согласно линейной теории, при усилении магнитного поля ионная вейбелевская неустойчивость переходит в альвеновскую ионно-циклотронную, которая генерирует волны с меньшей амплитудой и отличной от нуля фазовой скоростью в системе покоя плазмы.

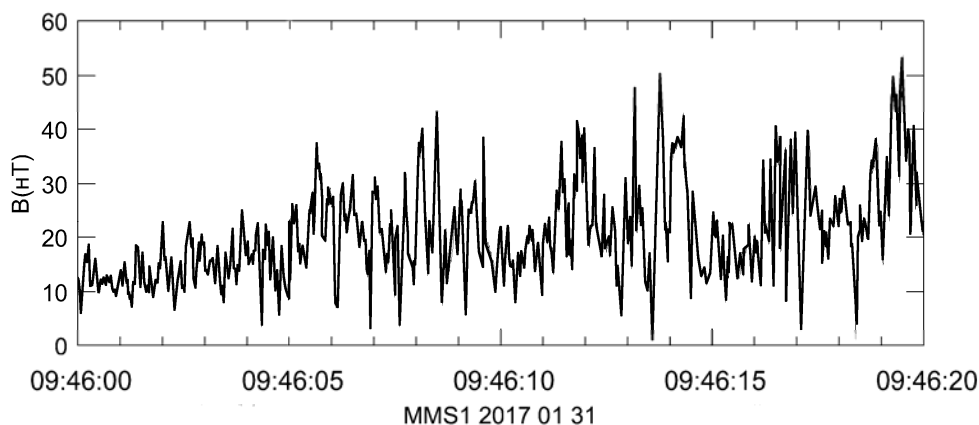


Рис. 2. Наблюдения спутником MMS головной ударной волны с межпланетным магнитным полем ~ 8.5 нТ.

В данной работе мы строим гибридную кинетическую модель головной ударной волны для случая $B = 8.5$ нТ и показываем, что при наблюдаемых параметрах ударной волны ионная вейбелевская неустойчивость присутствует в подножии ударной волны, но не является доминирующей.

Моделирование и результаты

При помощи гибридного кинетического кода «Maximus» [6], в котором решается система уравнений Власова-Максвелла на декартовой сетке, была создана трёхмерная модель участка фронта головной ударной волны в приближении плоской геометрии. Ударная волна возникла при отражении потока плазмы от проводящей стенки, имитирующей магнитосферу Земли.

Параметры перед фронтом ударной волны были взяты из наблюдений: магнитное поле B_0 , направленное под углом 50 градусов к нормали к

фронту и равное 8,5 нТ; концентрация электронов 8 см^{-3} ; температура протонов 552000 К; температура электронов 190000 К; альвеновское число Маха $M_a=10$. Цветовая карта магнитного поля вблизи фронта смоделированной ударной волны показана на рис. 3. Косые нитевидные структуры перед фронтом ($x \approx 1250\text{--}1500 \text{ км}$) возникают вследствие ионной вейбелевской неустойчивости, развивающейся при взаимодействии налетающих протонов с отражёнными от фронта.

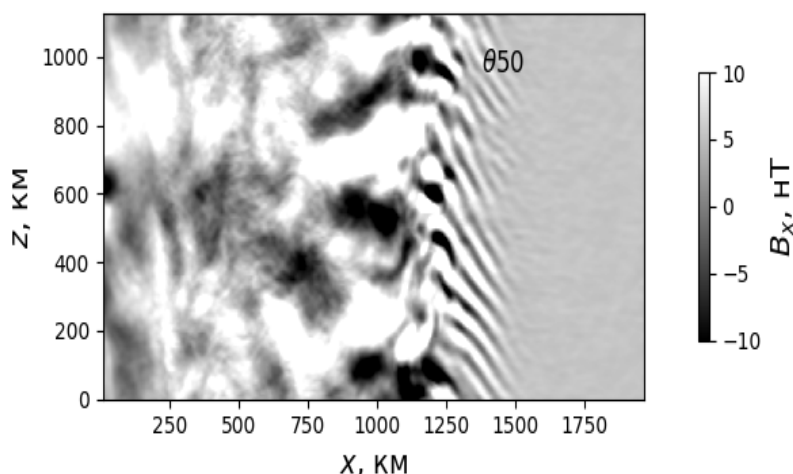


Рис. 3. Смоделированная структура фронта головной ударной волны.

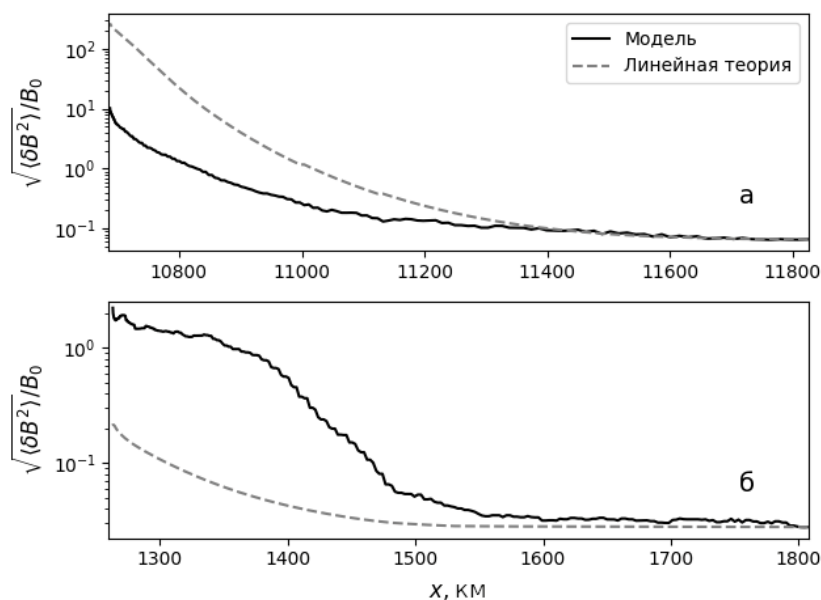


Рис. 4. Сравнение смоделированного роста вариации магнитного поля на фронте с предсказаниями линейной теории в случае а) $B_0 = 1 \text{ нТ}$; б) $B_0 = 8,5 \text{ нТ}$

Гибридная модель позволяет непосредственно вычислить параметры налетающего и отражённого пучков и при помощи линейной теории найти инкремент неустойчивости в каждой точке. Таким образом, можно предсказать рост вариации магнитного поля при приближении к фронту удар-

ной волны в предположении, что осцилляции возникают вследствие ионной вейбелевской неустойчивости. Результат линейного анализа сравнивается с гибридной моделью на рис. 4 для случая $B_0 = 1$ нТ (а) и $B_0 = 8,5$ нТ (б). Видно, что в первом случае инкремент вейбелевской неустойчивости достаточно велик, чтобы полностью объяснить рост вариации магнитного поля при приближении к фронту (предсказания линейной теории начинают превышать результаты моделирования при относительной вариации около 10%, что объясняется некорректностью линейной теории при высоких амплитудах волн). Однако в случае $B_0 = 8,5$ нТ вариация магнитного поля значительно превышает предсказания линейной теории даже в области применимости последней. Отношение вариации магнитного поля к его значению перед фронтом при этом на порядок меньше. Таким образом, можно сделать вывод, что в этом случае вейбелевская неустойчивость не является доминирующей. Существенный вклад в формирование фронта могут вносить другие типы неустойчивостей, например, альвеновская ионно-циклотронная или зеркальная.

Литература

1. *Petrukovich A.A., Chugunova O.M.* // Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2021, 126, e29004
2. *Petrukovich A.A., Chugunova O.M., Shustov P.I.* // Annales Geophysicae, 2019, 37, 877
3. *Sundberg T., Burgess D., Scholer M., et al.* // ApJ, 2017, 836, L4
4. *Bohdan A., Pohl M., Niemiec J., et al.* // ApJ, 2020, 893, 6
5. *Kropotina J.A., Petrukovich A.A., Chugunova O.M., Bykov A.M.* // MNRAS, 2023, 524, 2934
6. *Kropotina J., Bykov A., Krassilchtchikov A., Levenfish K., in Voevodin V., Sobolev S., eds., Supercomputing.* Springer International Publishing, Cham, 2019, p. 242

ВАРИАЦИИ КЛИМАТА ЗЕМЛИ И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В ГОЛОЦЕНЕ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Дергачев В.А.¹, Наговицын Ю.А.^{2,3}

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

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

THE EARTH'S CLIMATE VARIATIONS AND SOLAR ACTIVITY IN THE HOLOCENE

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Dergachev V.A.¹, Nagovitsyn Y.A.^{2,3}

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

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

³State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-195-198>

The question of the causes of climate change on Earth is one of the most pressing in modern science. This is due to the fact that on the Earth's climate, in addition to natural (natural climate change) reasons for such changes, there is currently also an anthropogenic impact. It is well known that solar radiation is the main factor that determines the physical characteristics of the Earth's atmosphere. Therefore, changes in solar activity (SA) cannot but affect variations in the Earth's climate. It is well known that the Little Ice Age on Earth occurred during the deep SA minima of Spörer, Maunder and Dalton. The report analyzes changes in SA and the Earth's climate from the beginning of the end of the last global glaciation (including the Maendorff warming and cold periods called the Dryas) and during the Holocene in order to identify periods of influence of variations in solar activity on changes in the Earth's climate.

На рисунке 1 приведены данные по изменению глобальной приземной температуры согласно работам [1–3], начиная с 20 тыс. лет до нашей эры, включающие в себя период окончания последнего ледникового периода и Голоцена, начинающегося с ≈ 9700 гг. до н.э. Как видно из рисунка 1А, процесс перехода сопровождался продолжительным повышением температуры. При этом около 13000 г. до н.э. начался её ускоренный рост с достижением локального максимума около 11500 г. до н.э. и последующим спадом к ≈ 10700 г. до н. э. Во время данного всплеска температуры на Земле наблюдалось Майендорфское потепление (≈ 12500 – 11850 гг. до н.э.); минимум около 10700 г. до н.э. соответствует периоду похолодания, называемым Поздним Дриасом. В это время глобальная температура не оставалась постоянной. На временном интервале $\approx (8000$ – $3000)$ гг. до н.э. она колебалась около максимального значения, а с ≈ 3000 гг. до н.э. происходит её продолжительный спад до окончания Малого Ледникового Периода (МЛП).

Рассмотрим изменение Гелиосферного Модуляционного Потенциала (ГМП) $\varphi(t)$, полученного в работах [4–9] на основе радиоуглеродных данных с учетом климатических изменений, и который характеризует вариации солнечной активности (СА). На рисунке 1А приведена глобальная температура [2] в течение нашей эры. Резкое уменьшение температуры во втором тысячелетии нашей эры соответствуют серии минимумов СА: Оорта (~1050 гг. н.э.), Вольфа (~1300 гг. н.э.), Шперера (~1400–1500 гг. н.э.) и Маундера (~1645–1700 гг. н.э.). Расчеты ГМП на основе космогенных изотопов показывают минимумы $\varphi(t)$ в эти периоды. На рисунке 2Б приведены расчеты $\varphi(t)$ [9] на основе данных NGRIP по содержанию космогенного изотопа ^{10}Be в Гренландии [10], усредненные по 11 годам. Расчеты ГМП на основе радиоуглеродных данных с учетом вариаций земного климата приведены, например, в работе [11]. Сказанное выше указывает на то, что похолодание на Земле во втором тысячелетии нашей эры (МЛП) может быть результатом понижений СА.

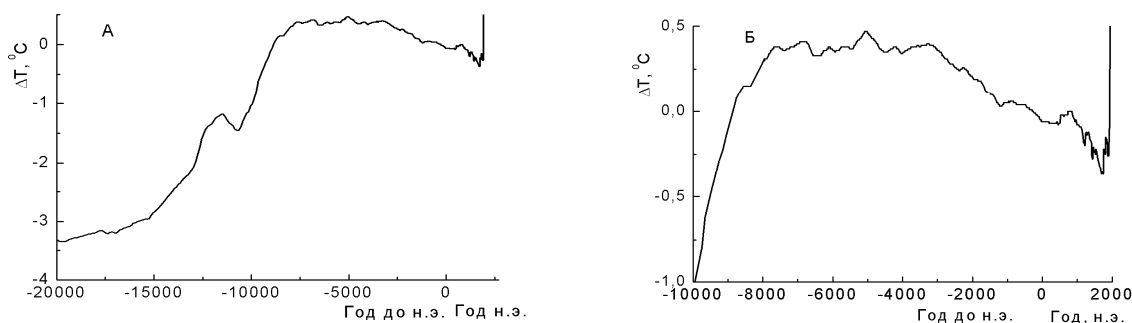


Рис. 1. Вариации глобальной температуры согласно [1–3].

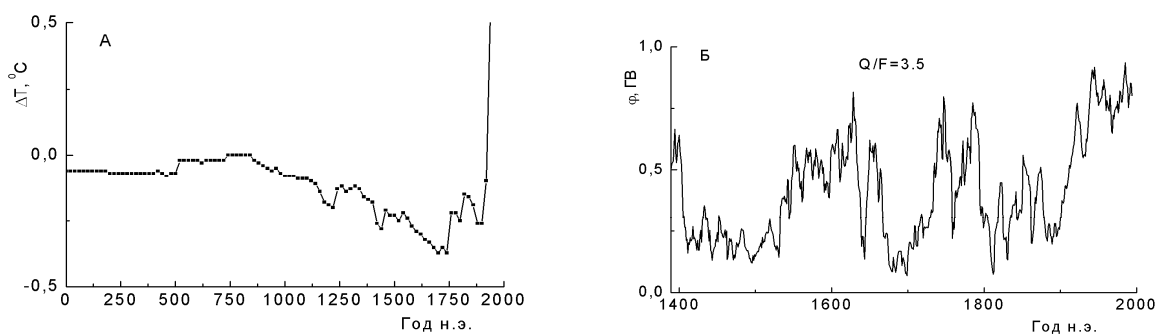


Рис 2. А – Вариации глобальной температуры во втором тысячелетии нашей эры согласно [3]; В – реконструкция ГМП [9].

В работах [4–8, 12] приведены реконструкции ГМП с 17000 г. до н.э. на основе радиоуглеродных данных с учетом вариаций земного климата. Одна из таких реконструкций приведена на рисунке 3. На этой реконструкции можно выделить ряд временных интервалов с пониженной СА. В первую очередь необходимо отметить временные интервалы около 300 и 700 гг. до н.э. (выделены цифрами 1 и 2 на рисунке 3) (см также [13]), ко-

торые соответствовали хорошо известному похолоданию Железного Века в 900–300 годах до нашей эры перед наступлением субантлантического периода [14]. Одним из самых известных периодов похолодания является Поздний Дриас (около 10700 гг. до н.э.), который, как оказывается, соответствует периоду низких значений ГМП (выделено цифрой 5 на рисунке 3), т.е. низкой СА. Как было отмечено выше, в ≈ 12500 –11850 гг. до н.э. на Земле происходило Майендорфское потепление. Реконструкция ГМП [4] на основе радиоуглеродных данных показывает высокие значения ГМП в этот период, что указывает на то, что Майендорфское потепление могло быть результатом повышенной СА. Между этим потеплением и Поздним Дриасом происходили периоды похолоданий (Древнейший и Древний Дриасы) и потеплений. На рисунке 3 можно видеть соответствующие вариации ГМП. Таким образом, не только Поздний Дриас, но и Древний и Древнейший Дриасы могут быть результатами уменьшения СА.

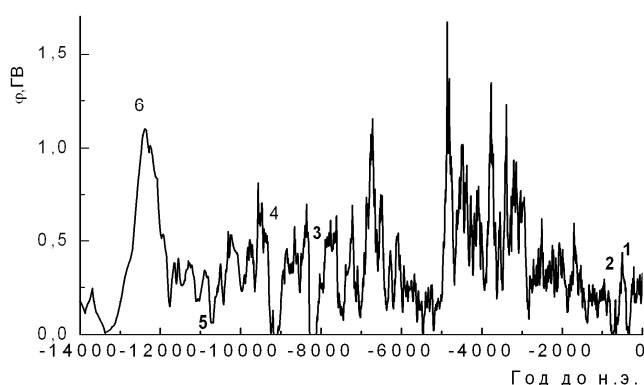


Рис. 3. Одна из реконструкций изменения ГМП во времени.

Как было отмечено выше, приведенная на рисунке 3 реконструкция ГМП была получена с учетом изменения земного климата. Эта реконструкция показывает, что спад глобальной температуры, начиная с 3000 г. до н.э., также может быть результатом спада СА (см. спад ГМП на рис. 3).

В работе [15] представлены расчеты ГМП на основе данных GISP2 по содержанию космогенного изотопа ^{10}Be во льдах Гренландии [16] на временном интервале, включающем в себя часть последнего Ледникового Периода, переход к Голоцену и большую часть Голоцена. Одной из основных сложностей использования данных по содержанию изотопа ^{10}Be в ледниках является задание зависимости скорости осаждения этого изотопа на поверхность ледника F со скоростью образования этого изотопа в земной атмосфере Q . Эта связь может зависеть от места расположения ледника и может меняться во времени, например, при смене климатических условий, которые влияют на процессы переноса в земной атмосфере. В работе [15] произведены расчеты для различных значений отношения $k = Q/F$, пример приведен на рисунке 4 для $k = 3$. Как видно из рисунка 4, солнечная активность на интервале 6000–1000 гг. до н.э. уменьшается, а после 3000 г. до н.э. спад СА становится более сильным. Это также свидетельствует в поль-

зу того, что спад глобальной температуры после 3000 г. до н.э. может быть результатом уменьшения СА.

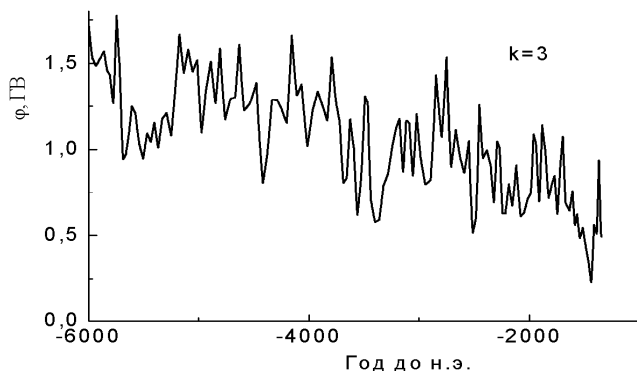


Рис. 4. Реконструкция ГМП на основе данных GISP2.

Сформулируем выводы данной работы.

1) При анализе временного хода глобальной приземной температуры можно выделить интервалы длительностью в сотни лет, в течение которых уменьшение температуры может быть результатом уменьшения СА. К таким периодам, кроме МЛП, можно отнести уменьшение температуры в первом тысячелетии до н.э., во время Позднего Дриаса, а также, возможно, во время Древнего и Древнейшего Дриаса. Кроме этого, имеются указания, что на Земле наблюдалось похолодание около 9100 гг. до н.э. [17], и оно может также быть связано с понижением СА [18].

2) Майендорфское потепление может быть вызвано ростом СА.

3) Длительный спад температуры после 3000 г. до н.э. мог быть вызван уменьшением СА.

Литература

1. *Shakun J.D. et al. // Nature, 2012, V. 484, P. 49-55*
2. *Marcott S.A. et al. // Science, 2013, V. 339, p. 1198*
3. *Marcott S.A., Shakun J.D. // Pages Magazine, 2015, V. 23(1), p. 28*
4. *Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, V. 59, p. 1099*
5. *Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2021, V. 61, p. 1057*
6. *Dergachev V.A. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, V. 60, No. 7, p. 835*
7. *Dergachev V.A. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, V. 59, No. 7, p. 846*
8. *Dergachev V.A. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, V. 60, No. 8, p. 1028*
9. *Kudryavtsev I.V. // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, V. 60, No. 8, p. 1028*
10. *Berggren A.M. et al. // Geophys. Res. Lett., 2009, vol. 36, L11801*
11. *Kudryavtsev I.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, V. 56, No. 8, pp. 998*
12. *Kudryavtsev I.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2022, V.62, No. 7, p. 851*
13. *Usoskin I.G. et al. // Astronomy and Astrophysics, V.471. P.301. 2007*
14. *Борисенков Е.П., Пасецкий В.М. Тысячелетняя летопись необычных явлений природы. – М.: Мысль, 1988*
15. *Кудрявцев и др. / Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2022», Санкт-Петербург, Пулково, 3 – 7 октября 2022, С. 177*
16. *Finkel R.C. and Nishiizumi K.J. // Geophys. Res., 1997, V. 102, P. 26699*
17. *Larsen N.K. et al. // Nat. Commun., 2018, Vol. 9, id 1872*
18. *Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2021, V. 61, p. 1057*

НАБЛЮДЕНИЕ И РАСЧЕТ МОДЕЛИ СПОКОЙНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

**Купряков Ю.А.^{1,2}, Бычков К.В.², Белова О.М.²,
Горшков А.Б.², Малютин В.А.²**

¹*Астрономический институт Академии наук Чешской Республики, Ондржеев, Чехия*

²*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

OBSERVATION AND CALCULATION OF A QUIET PROMINENCE MODEL

**Kupryakov Yu.A.^{1,2}, Bychkov K.V.², Belova O.M.²,
Gorshkov A.B.², Maliutin V.A.²**

¹*Astronomical Institute AS CR, Ondřejov, Czech Republic*

²*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-199-202>

The paper presents the results of the analysis of observations of a quiet prominence on the horizontal solar spectrograph HSFA-2 of the Ondrejov observatory (Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences) in the spectral lines of hydrogen, helium and calcium. After processing the spectra, the integral fluxes of radiation in the lines were determined and a theoretical calculation of the physical parameters of the plasma was made under the assumption that the prominence is transparent in the continuous spectrum of the optical range, but taking into account possible self-absorption in the spectral lines. The parameters of the prominence are calculated in the heated gas model. Comparison of five lines at once made it possible to restore the parameters of the radiating gas with a high degree of confidence. The observed fluxes in the lines can be explained in terms of purely thermal heating of the prominence gas. The density and electron temperature of the prominence, as well as the calculated fluxes in the emission lines of the Balmer series, are variable on time scales from one to twenty minutes.

1. Введение

Несмотря на прекрасную монографию, посвященную протуберанцам, Jean-Claude Vial [1], вышедшую в 2015 году, ситуация с определением физических параметров этих объектов остается весьма запутанной. Наземные наблюдения, наблюдение со спутников в УФ дают богатый материал, однако каждая новая работа приносит новые данные, которые не всегда совпадают со значениями полученными ранее. Этот разброс данных можно объяснить особенностями используемых инструментов (различием применяемых фильтров, разными методами калибровки и обработки). Поэтому в нашей работе мы использовали данные, полученные нами на одном инструменте. Мы представляем наблюдения спокойного протуберанца, расположенного на NW лимбе Солнца. Весь материал был получен 22 октября 2013 г. с 10:39 до 11:07 UT на горизонтальном солнечном телескопе HSFA-2

Чешской Академии Наук (Ondřejov observatory). Цель работы – определение параметров плазмы протуберанца в линиях CaII H, H β , D3, H α и CaIR 8542 Å для спокойного протуберанца и сравнение результатов с расчетными значениями. Выполнены расчёты в линиях водорода кальция и гелия с учётом основных процессов, определяющих излучение газа прозрачного в спектральных линиях.

2. Наблюдения и обработка

Изображение исследуемого нами протуберанца можно увидеть на рис. 1. Высота протуберанца над диском Солнца была равна почти 50000 км. При наблюдениях мы выбирали различные области протуберанца, что соответствует разным моментам наблюдений.

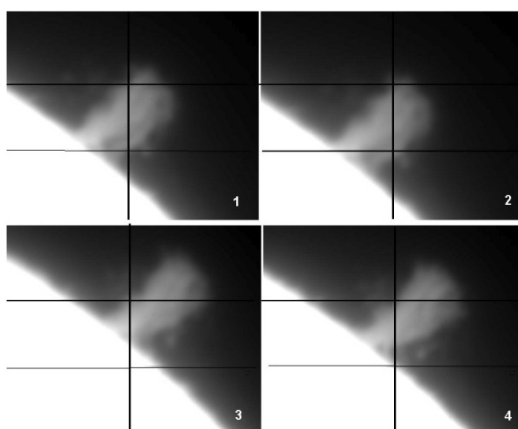


Рис. 1. Изображение протуберанца в линии H α на щели спектрографа HSFA-2 в выбранные моменты времени (1 – 10:42:07; 2 – 10:43:03; 3 – 11:00:10; 4 – 11:06:59 UT). Расстояние между горизонтальными (реперными) линиями соответствует $5.38 \cdot 10^4$ км, вертикальная линия показывает положение щели спектрографа.

После калибровки спектров с учетом кадров темнового (dark-frame) и плоского (flat-field) полей мы определили значения потоков в спектральных линиях (таблица 1).

Таблица 1. Наблюдаемые потоки излучения для протуберанца в линиях водорода, кальция и гелия на четыре момента времени в эрг/см²/с.

	10:42:07	10:43:03	11:00:10	11:06:59
H α	1.29E+6	1.44E+6	2.09E+6	2.07E+6
H β	2.24E+5	1.91E+5	5.81E+5	4.76E+5
H CaII	2.17E+5	2.08E+5	3.28E+5	2.90E+5
IR CaII	9.90E+4	9.10E+4	1.91E+5	8.60E+4
D3 HeI	9.69E+4	9.00E+4	2.64E+5	1.25E+5

3. Расчёт излучения в модели нагретого газа

Теоретические значения потоков вычислены нами в рамках модели однородного слоя или нескольких однородных слоёв, расположенных друг

за другом на луче зрения. Электронная температура T_e , концентрация газа N и толщина L каждого слоя подбирались таким образом, чтобы теоретические потоки излучения в спектральных линиях оказались близки наблюдаемым. Протуберанец может получать энергию от нижних слоёв атмосферы путём затухания МГД-волн, а также от окружающего его коронального газа. Оптическое излучение фотосферы во многом определяет состояние иона CaII и воздействует на субординатные переходы водорода и гелия. Некоторый вклад в скорость ионизации иона CaII может дать излучение хромосферы в линиях лаймановской серии водорода, начиная с $\text{Ly}\beta$. В этой модели состояние ионизации и населённости дискретных уровней слоя вычисляются по заданным значениям его электронной температуры, плотности и толщины. Рассеяние в частотах спектральных линий учитывалось в модели вероятности выхода фотона. Вероятность выхода для свёртки доплеровского и хольцмарковского контуров мы вычисляли по известным формулам, приведённым, в работе [2]. Уравнения баланса для населённостей вместе с источниками атомных данных приведены авторами в работе [3].

Таблица 2. Параметры протуберанца на моменты: 11:06:59 (1 слой); 10:42:07 (2 слоя); и 10:43:03; 11:00:10 (3 слоя). Величина L выражена в километрах, T_e – в кельвинах, v – в километрах в секунду.

N	L	T_e	v	$T(\text{hms})$
9.0E+9	55000	15600	3.5	11:06:59
3.4E+9	25000	25000	3.0	10:42:07
9.1E+9	20000	6000	3.0	10:42:07
4.0E+9	8700	19700	1.8	10:43:03
5.5e+9	22500	17000	1.8	10:43:03
6.0E+9	20000	12000	1.45	10:43:03
1.2E+10	20000	22000	3.0	11:00:10
1.2E+10	24500	10900	3.5	11:00:10
4.0E+9	17000	7000	3.6	11:00:10

Таблица 3. Результаты вычислений теоретических потоков в спектральных линиях, δ – значение бальмеровского декремента.

	104207	104303	110010	110659
$\text{H}\alpha$	1.27E+6	1.44E+6	2.23E+6	2.09E+6
$\text{H}\beta$	2.20E+5	1.92E+5	6.16E+5	4.67E+5
δ	5.77	7.50	3.62	4.48
H CaII	2.14E+5	2.08E+5	3.23E+5	2.95E+5
Ir CaII	1.00E+5	9.10E+4	1.88E+5	8.74E+4
D3 HeI	9.66E+4	8.99E+4	2.62E+5	2.24E+5

Расчёты выполнены при разных сочетаниях полной концентрации газа N , его электронной температуры T_e , толщины слоя L и турбулентной скорости v . Поле излучения фотосферы в оптическом диапазоне спектра при-

нято чернотельным с температурой 5500 К. Мы пытались по возможности получить результаты в модели однородного слоя газа и только в тех случаях, когда это оказывалось невозможным, прибегали к многослойной модели (таблицы 2, 3).

5. Выводы

1). Наблюдаемые потоки в линиях можно объяснить в рамках чисто теплового нагрева газа протуберанца.

2). Сопоставление теории с наблюдениями сразу по достаточно большому числу спектральных линий позволяет уверенно восстановить параметры излучающего газа.

3). В большинстве эпизодов газ протуберанца является существенно неоднородным, есть градиенты электронной температуры и плотности.

4). Излучение эмиссионных линий лаймановской серии и параметры протуберанца меняются на масштабах времени от одной до десяти минут.

Литература

1. Solar Prominences Jean-Claude Vial, Oddbjorn Engvold in Astrophysics and Space Science Library (2015)
2. Бычков К., Белова О., Малютин В. // Известия Крымской астрофизической обсерватории, 2022, Т. 118, № 3, С. 33–38. DOI: 10.34898/izcrao-vol118-iss3-pp33-38
3. Belova O.M., Bychkov K.V. // Astrophysic., 2018s, vol. 61, pp. 224–240

**НОВЫЙ ИНСТРУМЕНТ
ДЛЯ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИИ СОЛНЦА В КРАО РАН**

**Куценко А.С., Теребиж В.Ю., Долгополов А.В., Абраменко В.И.,
Семенов Д.Г., Скирута В.Н., Плотников А.А., Лопухин В.И.**
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия

**A NEW INSTRUMENT FOR SOLAR SPECTROPOLARIMETRY
AT THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY**

**Kutsenko A.S., Terebizh V.Yu., Dolgoplov A.V., Abramenko V.I.,
Semyonov D.G., Skiruta V.N., Plotnikov A.A., Lopukhin V.I.**
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-203-206>

A new solar spectropolarimeter is being tested at the Crimean Astrophysical Observatory. The device is installed at the largest 0.9-m Russian optical Solar Tower Telescope. The main aim of the instrument is to measure the full vector of the magnetic field in the photosphere and lower chromosphere of the Sun. The spectral range of the spectropolarimeter covers more than 50 angstroms including chromospheric Mg I b2 line and photospheric Fe I 5250 line (Lande factor $g = 3$). The spectral resolution is of the order of 70000. We performed a set of observations during the Summer 2023 and found the instrument to provide good enough quality data for scientific analysis. The comparison of the longitudinal magnetic field maps provided by the instrument and acquired by the SDO/HMI revealed a good visual agreement between the images.

При анализе солнечных явлений в последнее время заметны тенденции проведения всеволнового мониторинга, включающего диапазоны от радио до рентгеновских длин волн. В таком случае возможен охват всей атмосферы Солнца – от нижней фотосферы до верхней короны – в которой происходят изучаемые явления. В оптическом диапазоне, в свою очередь, также идет бурное развитие наблюдательной базы, направленное на повышение как пространственного разрешения, что пока недоступно для других диапазонов, так и на прецизионную спектрополяризацию в как можно большем спектральном диапазоне. Современные крупные оптические телескопы, например, новейший DKIST с установленным на нем приборами, позволяют проводить наблюдения в фотосфере, хромосфере и нижней короне, используя для этого различные спектральные линии.

В Крымской астрофизической обсерватории в середине 1950-х был построен, а к началу 1970-х модернизирован Башенный солнечный телескоп имени академика А.Б. Северного (БСТ-1). На сегодня инструмент является крупнейшим оптическим телескопом в России, предназначенным для изучения Солнца. Диаметр главного зеркала составляет 90 см.

Инструмент собран по схеме Несмита-Кассегрена с внеосевой конструкцией. Эквивалентный фокус близок к 50 м, позволяя получать в фокальной плоскости изображение Солнца диаметром 450 мм. Телескоп ранее был оснащен двухлучевым магнитографом, предназначенным для измерений магнитных полей Солнца в двух спектральных линиях. В последнее время БСТ-1 использовался исключительно для наблюдения Солнца как звезды.

В 2018, после получения финансовой поддержки от РФФ, была начата программа по модернизации телескопа и созданию нового спектрополяриметра для него. Согласно заданию, планировалось, в том числе, максимально автоматизировать сам телескоп. Основные научные задачи, запланированные для нового инструмента, – измерение полного вектора электрического тока и тензора токовой спиральности в атмосфере Солнца, экстраполяция магнитного поля в корону с использованием хромосферного магнитного поля в качестве граничных условий, изучение распространения МГД волн в разных слоях атмосферы и ряд других. Решение поставленных задач требует проведение одновременных измерений полного вектора Стокса в ряде спектральных линий, формирующихся на разных высотах. Было решено сфокусироваться на фотосферных линиях Fe I 5250/5247 и хромосферных Mg I b2 и b4.

Оптическая схема спектрополяриметра была рассчитана Теребижем В.Ю. Прибор представляет собой щелевой эшелльный спектрограф с анализатором поляризации. Входная щель имеет высоту 45 мм, что соответствует 170 угл. сек. на поверхности Солнца. Диаметр коллимированного пучка составляет 120 мм. В качестве основного диспергирующего элемента выбрана эшелльная R2 решетка с размерами 125×250 мм. Для разведения порядков используется плоская дифракционная решетка кросс-дисперсии (600 штр/мм). Камера представляет собой дублет с фокусным расстоянием 800 мм и относительным отверстием f/5. КМОП детектор имеет формат 2048×2048 пкс с размером пикселя 11×11 мкм² и позволяет выполнять 24 экспозиции в секунду.

Анализатор поляризации состоит из двух узлов. Первый – вращающаяся ахроматическая фазовая пластина, установленная в световом пучке сразу после входной щели. Для большей гибкости имеется возможность использовать пластину с фазовой задержкой 0.25λ или 0.353λ. Второй узел анализатора – расщепитель поляризации на основе поляризационного куба, установленного перед детектором. Расщепитель позволяет получать на детекторе спектры в двух взаимно-ортогональных поляризациях одновременно, увеличивая точность измерений вектора Стокса.

Пример получаемых спектров показан на рис. 1. Правая и левая (на рис. 1) часть изображения показывают зеркально отображенные три

рабочих спектральных порядка. Вертикальные линии в каждом порядке – спектральные линии, попадающие в диапазон прибора. Две широкие спектральные линии в верхнем порядке – две из трех линий триплета Mg I b. В центральном порядке расположены фотосферные линии, в том числе Fe I 5250. Почти горизонтальная широкая темная полоса в центре каждого спектрального порядка – изображение тени и полутени пятна, попадающего на входную щель. Видно уширение спектральных линий в области сильных магнитных полей.

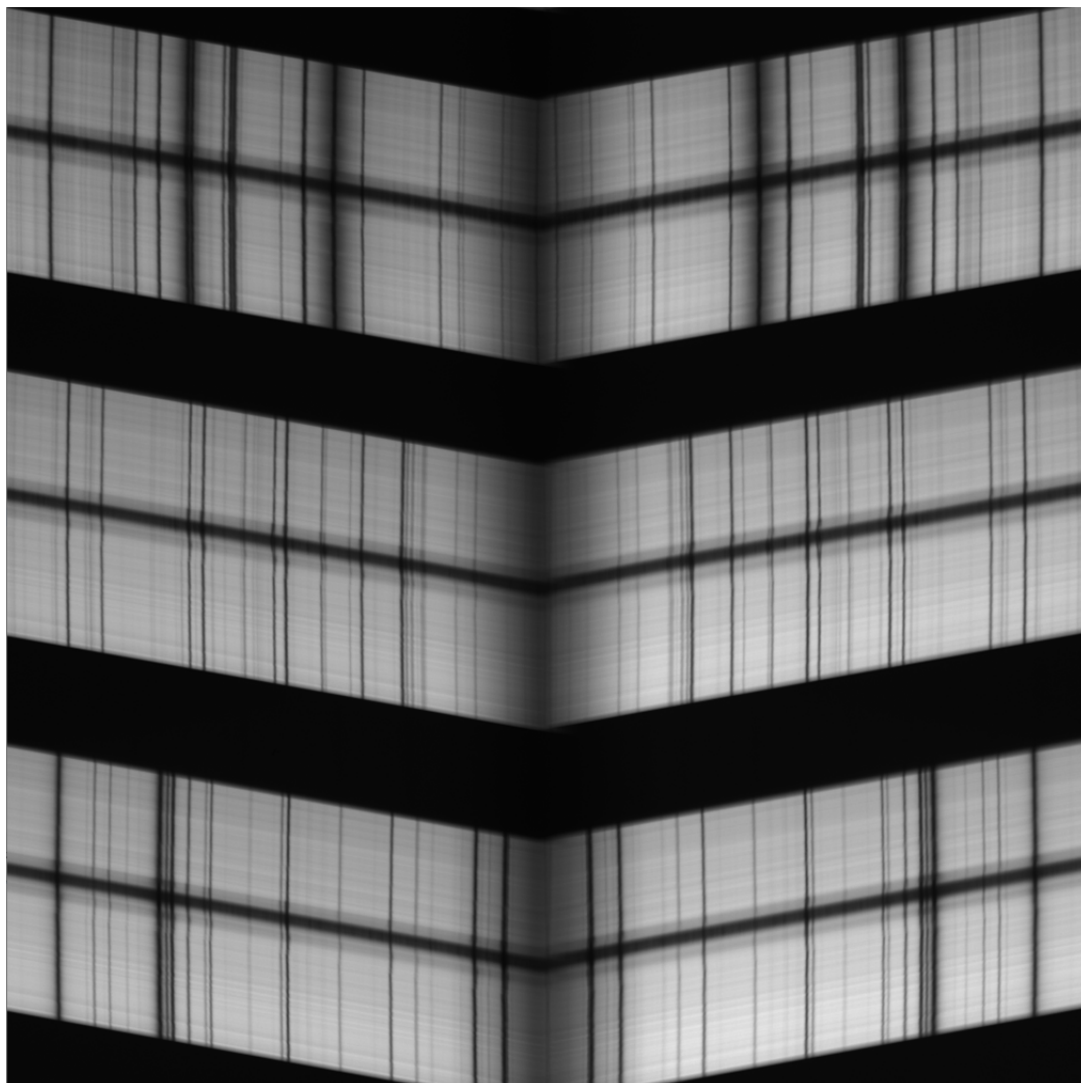


Рис. 1.

Измеренные параметры спектрополяриметра приведены в таблице. При наблюдениях возможно устанавливать различные режимы, например, отказываться от поляриметрии в пользу увеличения временного разрешения. Также прибор возможно использовать для наблюдений Солнца-как-звезды, что интересно с точки зрения солнечно-звездных аналогий.

В течение весны и лета 2023 был выполнен ряд наблюдений активных областей на Солнце. Продольное магнитное поле в фотосфере измерялось по расщеплению линии Fe I 5250 с фазовой пластиной 0.25λ . Результаты тестовых наблюдений приведены на правой панели рис. 2. Для сравнения на левой панели показана магнитограмма продольного магнитного поля, полученного инструментом HMI орбитальной обсерватории SDO. Видно хорошее согласие между картами магнитного поля.

Таблица.

Спектральный диапазон, Å	5161-5178; 5240-5258; 5323-5340
Спектральный сэмплинг, мÅ/пкс	20
Спектральное разрешение	~70 000
Пространственный сэмплинг (вдоль щели), угл. сек. /пкс	0.4
Высота щели, угл. сек.	170
Временное разрешение (при наблюдениях полного вектора Стокса), мин	менее 10

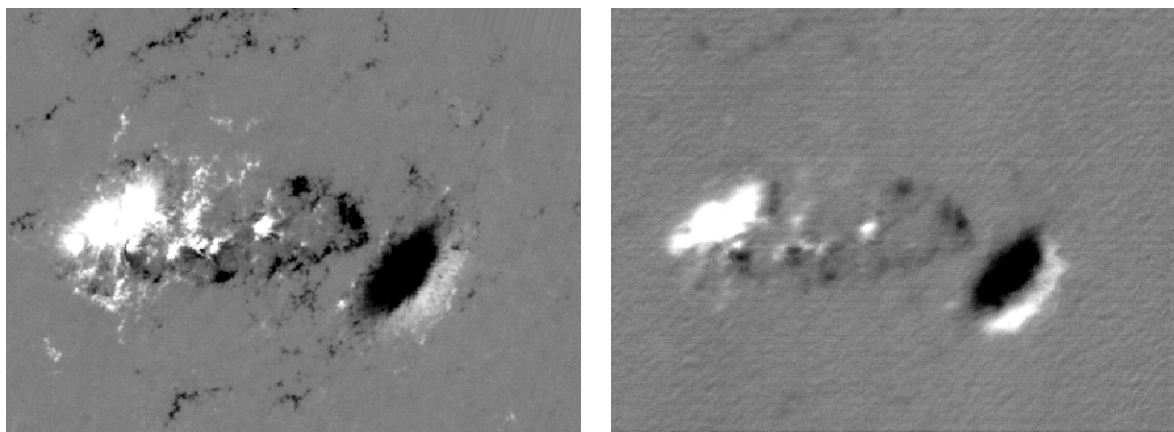


Рис. 2.

Мы планируем, что результаты наблюдений будут общедоступными для научного сообщества. В настоящее время проводится разработка процедур, которые позволят проводить рутинную обработку наблюдений БСТ-1. Дальнейшее развитие инструмента включает в себя установку на телескоп адаптивной оптики нулевого порядка, что должно позволить существенно увеличить пространственное разрешение.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ПЛОЩАДЕЙ АНТИ-ХЕЙЛОВСКИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В 23-М И 24-М СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ

Литвишко Д.В., Куценко А.С., Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

CYCLIC VARIATIONS OF AREAS OF ANTI-HALE ACTIVE REGIONS IN SOLAR CYCLES 23 AND 24

Litvishko D.V., Kutsenko A.S., Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-207-210>

In the present work, we compared the areas of anti-Hale active regions (ARs) with the areas of rest ARs. For this analysis, we used monthly averages USAF/NOAA data of the sunspot areas in units of millionths of a hemisphere as well as a catalog of bipolar active regions violating the Hale polarity law for 1989–2018. In all, 143 anti-Hale ARs observed between February 1996 and August 2018 (Solar Cycles 23 and 24) were selected. The comparison showed that the areas of anti-Hale and other ARs change synchronously with strong positive correlation. This fact allows us to presume the anti-Hale and rest ARs to be generated as a result of a unified dynamo process with an 11-year cyclicity.

Введение

Длительные наблюдения выявили ряд закономерностей для активных областей (АО), такие как закон полярности Хейла, закон Джоя и другие. Согласно закону Хейла, у большинства биполярных АО во время четного солнечного цикла ведущее солнечное пятно имеет отрицательную полярность в северном полушарии, а в южном полушарии ситуация обратная. В следующем цикле полярность пятен изменяется на противоположную.

Однако существуют области, ориентация полярности которых не соответствует закону полярности Хейла. Такие области называют анти-Хейловскими. Количество этих АО, согласно различным оценкам, составляет около 4% [1]. Но, несмотря на их относительно небольшое число, изучение анти-Хейловских АО необходимо для понимания механизма солнечного динамо.

Ориентация большинства АО объясняется в рамках моделей глобального динамо. Неразрешенным остается вопрос анти-Хейловских АО: существуют разные точки зрения относительно того, порождаются ли они отдельным динамо-механизмом или же флуктуациями в глобальном динамо.

Так, например, Стенфло и Косовичев [2], изучая биполярные магнитные области на Солнце, провели глобальный анализ набора данных SOHO/MDI, и подставили под сомнение однородность когерентной системы тороидального потока, созданного в процессе динамо. Также они заме-

тили, что в любой момент времени в одних и тех же широтных зонах могут появляться АО как подчиняющиеся закону Хейла, так и анти-Хейловские АО, что показано на рис. 8 в работе [2]. На основании этого авторы полагают, что должны одновременно существовать противоположно ориентированные тороидальные магнитные потоки.

Группа следующих авторов [3] провела статистический анализ тилт-углов анти-Хейловских и остальных АО, охватывающих четыре солнечных цикла. Исследуя зависимость тилт-угла от широты для анти-Хейловских и остальных АО, авторы установили, что относительная распространённость анти-Хейловских и остальных АО в зависимости от широты очень схожа, средний тилт-угол увеличивается с увеличением широты и ведущая полярность имеет тенденцию быть ближе к экватору как у анти-Хейловских, так и остальных АО. Согласно этим критериям нет основания относить анти-Хейловские АО к отдельной популяции.

С другой стороны, полученная авторами гистограмма распределения углов магнитных диполей, представленная на рис. 8 в работе [3], имеет небольшой локальный максимум около значений, соответствующих анти-Хейловским АО. То есть реально наблюдаемое количество анти-Хейловских АО существенно больше, чем ожидается из распределений тилт-углов АО согласно закону Джоя, поэтому они предположили, что анти-Хейловские АО — это отклонение от нормальных АО.

Нашей задачей было исследовать как меняется суммарная площадь анти-Хейловских АО в течение 23-го и 24-го солнечных циклов и сопоставить эти изменения с вариациями суммарной площади остальных АО.

Данные и методы

Для данного анализа мы использовали среднемесячные данные USAF/NOAA (<http://solarcyclescience.com/activeregions.html>) о площади пятен в миллионных долях полусферы (м.д.п.), а в качестве списка биполярных групп обратной полярности (анти-Хейловских АО) был использован крымский каталог биполярных активных областей, нарушающих закон полярности Хейла за 1989–2018 годы [1].

Из каталога было выбрано 143 анти-Хейловских АО 23-го и 24-го циклов. В нашей статистике основным параметром является площадь АО, также в анализе мы не учитывали анти-Хейловские АО, срок жизни которых менее 3 суток и площадь менее 6 м.д.п.

Результаты

На рисунке 1 представлен график временных вариаций суммарной площади анти-Хейловских АО за период с 1996 по 2018 год.

Сопоставив его с распределением суммарной площади остальных АО за эти же годы, что показано на рисунке 2, можно заметить, что они подобны, минимум достигается двумя этими классами АО одновременно.

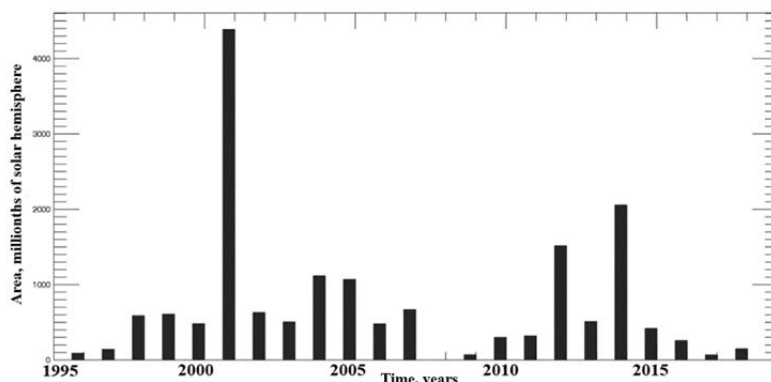


Рис. 1.

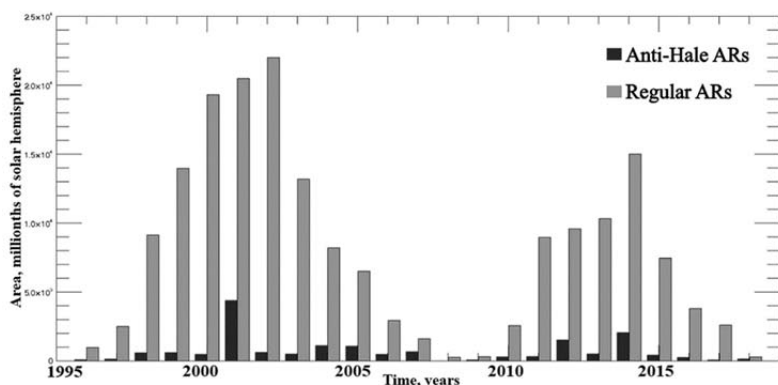


Рис. 2.

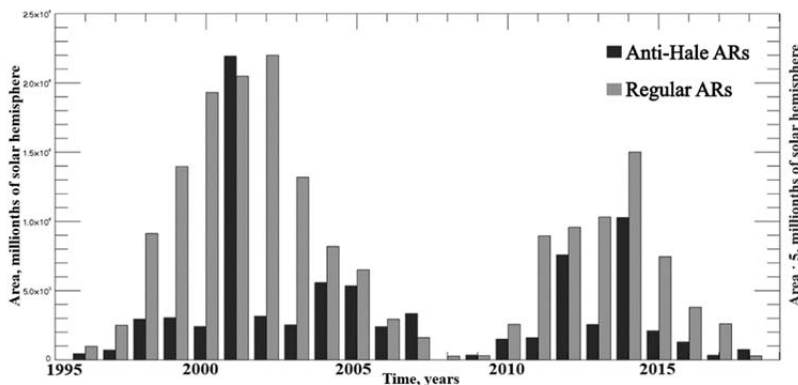


Рис. 3.

Для лучшей наглядности на рисунке 3 была изменена шкала для площади анти-Хейловских АО (масштаб увеличен в 5 раз).

Также взаимосвязь между ними показал корреляционный тест. Значение корреляции между этими распределениями составило $c = 0.581$.

Далее нами была рассчитана автокорреляция распределений площадей анти-Хейловских и остальных АО. На рисунке 4 слева показан график автокорреляции площадей всех АО за 23-й и 24-й циклы, а справа график автокорреляции площадей анти-Хейловских АО. Кривые на данных графиках схожи, обе показывают локальный максимум около 11–12 лет.

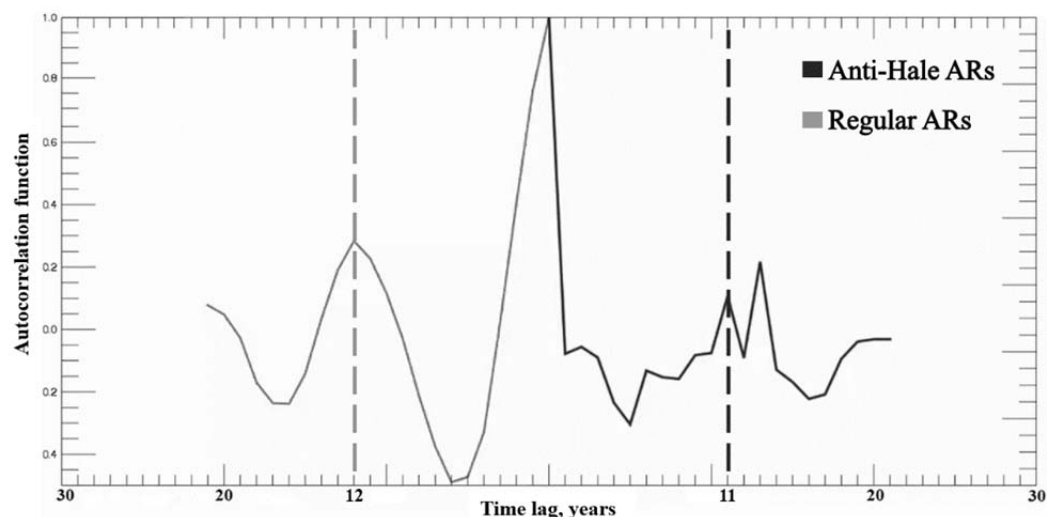


Рис. 4.

Выводы

В данной работе было проведено сопоставление площадей анти-Хейловских АО с площадями остальных АО за 23-й и 24-й циклы. Установлено, что площади анти-Хейловских и остальных областей меняются синхронно со значительной степенью корреляции. Есть основания полагать, что анти-Хейловские и остальные АО порождаются в результате работы единого динамо процесса с 11-летним периодом.

Литература

1. Zhukova A., et al. // Sol. Phys., 2020, 295, 165
2. Stenflo J.O., Kosovichev, A.G. // Astrophys. J., 2012, 745, 129.
3. Munoz-Jaramillo A., et al. // Atrophys. J., 2021, 920, 31.

ТЕСТИРОВАНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ КОМПОНЕНТЫ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА МЕТОДАМИ КОМБИНАТОРНОЙ СЛОЖНОСТИ

Макаренко Н.Г., Волобуев Д.М., Князева И.С.

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

TESTING THE DETERMINISTIC COMPONENT OF TIME SERIES OF WOLF NUMBERS BY COMBINATORIAL COMPLEXITY METHODS

Makarenko N.G., Volobuev D.M., Knyazeva I.S.

Pulkovo Observatory, St Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-211-214>

Wolf number series are usually considered usually as deterministically generated observed solar activity dynamics, in the sense of Takens. Therefore, in solar-terrestrial coupling problems, these series were considered as a deterministic signal with a wide range of periods, in the range (2–200) years, which provided any climatic applications. However, the validity of this set of Fourier harmonics is weakly conditioned: recent revisions have reduced it to only a single, apparently chaotic 11-year mode. Alternative tests based on embedology methods are limited by the small length of the instrumental series. In this work, we use combinatorial methods of algebraic complexity and Topological Data Analysis (TDA) to test the reality of a deterministic component in the Wolf number series. We find no confirmation of the deterministic nature of Wolf cycles. Our estimates are consistent with the hypothesis that the 11-year cycles are a manifestation of dynamical noise observed on a timescale much shorter than the lifetime of the star.

Введение

Сложность моделей распределенной динамики, согласованных с наблюдаемыми временными рядами, обусловлена тем, что последние не содержат явной информации о фазовой геометрии системы. Кроме того, доступные наблюдениям масштабы намного меньше, чем характерные времена системы; данные нелинейные, нестационарные и содержат шумы неизвестной природы. Для динамики Солнечной Активности (СА) примером являются ряды чисел Вольфа. В задачах солнечно-земных связей их обычно рассматривают как *детерминированно-порожденная наблюдаемая*, в смысле Такенса [1]. Поэтому присутствие в них детерминированной компоненты считается неизбежным. Так, считается, что Фурье спектр этих рядов содержит богатый набор периодов, от квази-двухлеток до 200-летних, которые и обеспечивают любые климатические приложения. Однако реальность этого набора обусловлена слабо: недавние ревизии редуцировали его лишь до одной, хаотической 11-летней моды [2]. Тесты, основанные на методах эмбедологии [1], ограничены длиной инструментального ряда, которая недостаточна для корректного анализа. Напомним,

что необходимая для реконструкции m -мерного аттрактора длина ряда N оценивается как $N > 42^m$ [3].

Использование топологических шаблонов, основанных на идее сохранить симметрию второго порядка, связанную с инверсией магнитного поля, было реализовано в [4] с помощью перехода от запаздывающих координат (u_1, u_2) в R^2 к модифицированным (X, Y) :

$$\begin{aligned} u_1 &= X^2 - Y^2 \\ u_2 &= 2XY \end{aligned}$$

инвариантным относительно изменения знака. Фазовая реконструкция по числам Вольфа стала похожа, в новых координатах, на геометрию аттрактора Реслера. К сожалению, правдоподобность этой эвристики нельзя доказать на основе короткого инструментального ряда.

В этой работе мы используем методы алгоритмической сложности [5, 6]. Основой является понятие случайной последовательности вещественных чисел $A = \{a_i\}_{i=1}^N$, измеренной в дискретные моменты времени $i = 1, 2, \dots, N$. Ее сложность можно оценить как длину программы $P(A)$ универсальной машины Тьюринга в виде *минимальной* бинарной последовательности команд. Длина программы $|P(A)|$ имеет нижнюю грань $K(A) \geq |P(A)|$ при $N \rightarrow \infty$. Случайная последовательность *несжимаема*, в том смысле, что информация, необходимая для ее репродуцирования, не меньше информации, необходимой для ее посимвольного кодирования, и имеет максимальное значение $K(A)$. Сложность неслучайной, «сжимаемой» последовательности вычисляется длиной минимальной программы $|P(A)|$, которая сама является случайной, в указанном выше смысле.

Величину $K(A)$ можно использовать в качестве параметрической меры сложности для диагностики динамических режимов системы, полагая, что A является типичной проекцией наблюдаемой фазовой точки, в смысле Такенса [1]. Для этого используют следующие соображения символической динамики. Пусть в фазовом пространстве M , $\dim(M) = m$ задана динамическая система в форме группы диффеоморфизмов $f^t : M \rightarrow M$ или каскада, для дискретного времени и Липшиц-непрерывная наблюдаемая $\varphi(x) \equiv \varphi(f^i(x_0)) = a_i \in A$ для некоторой начальной типичной точки $x_0 \in M$. Каждая траектория $t \rightarrow x(t)$ посредством отображения $\varphi(f^t x)$ генерирует символическую последовательность (временной ряд) $A = \{a_i\}_{i=1}^N$ как сдвиг $A \rightarrow f(A)$. Идентифицируем траекторию в M разбиением его на ε -боксы в

дискретные моменты времени $\tau : x_i = x(i\tau), i = 1, 2, \dots, N$. Тогда пучок полутраекторий, выходящих из бокса с центром x_0 , ε -неразрешим. Однако в момент $t = k\tau$ мы можем обнаружить, что число занятых боксов $\mathcal{N}(\varepsilon, t)$ из-за расхождения траекторий. Двойной предел (порядок существенен):

$$h_T = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \lim_{t \rightarrow \infty} \log(\mathcal{N}(\varepsilon, t)/t)$$

называют топологической энтропией системы [7]. Ее можно интерпретировать как скорость, с которой мы получаем информацию Хартли о системе: $I = \log(\mathcal{N}(\varepsilon, t))$, наблюдая *a priori* равновероятные последовательности $\{A\}$. Энтропия h_T зависит от эволюции всего пучка траекторий, но можно предположить, что справедливы условия эргодичности. Тогда топологическая энтропия связана со сложностью отдельной траектории $x(t)$, которую можно оценить алгоритмической сложностью ее типичной проекции $K(\varphi(x))$. Диффеоморфизмы $f^t : M \rightarrow M$ и сдвиги $A \rightarrow f(A)$ топологически не эквивалентны, но для широко класса систем справедливо неравенство [7]: $K(\varphi(x)) \leq h_T$. Это мотивирует важность оценок алгоритмической сложности наблюдаемой (временного ряда). Мы используем эти методы для тестирования детерминированной компоненты СА. Мы пытаемся проверить гипотезу о существовании детерминированного хаоса, режим которого мы наблюдаем в форме 11-летней циклической моды. Такая гипотеза подробно обсуждалась в [4, 8]. В принципе, существует несколько возможных вариантов. Один из них, оценка алгоритмической сложности ряда Вольфа на основе алгоритма Лемпеля-Зива [6], по словарю численного решения для аттрактора Ресслера. Второй основан на реконструкции топологии из временного ряда [9] с последующей оценкой чисел Бетти по фильтрации полученного комплекса методами Топологического Анализа Данных (TDA). Мы приводим здесь результаты наиболее простого теста, основанного на перемешивании ряда и вычисления перестановочной энтропии [10].

Методика

Ради краткости поясним ее на примере. Рассмотрим последовательность, или «слово» из семи «букв», которыми служат целые числа: $x = (4, 7, 9, 10, 6, 11, 3)$. Можно думать, что это начальный фрагмент временного ряда. Подсчитаем, сколько пар отсчетов удовлетворяют отношениям порядка: $\pi : x_t < x_{t+1}$ and $\pi : x_t > x_{t+1}$. Первому варианту будет соответствовать 4 из 6 случаев: $\{4 < 7; 7 < 9; 9 < 10; 6 < 11\}$, а второму два случая $\{10 > 6; 11 > 3\}$. Соответствующая этим двум отношениям энтропия Шеннона будет равна: $H(2) = -(4/6)\log(4/6) - (2/6)\log(2/6) \approx 0.918$.

Аналогичным образом можно получить $H(3)$ для отношений порядка троек отсчетов. В общем случае, для каждого типа π таких отношений, нетрудно оценить вероятности:

$$p(\pi) = \frac{\#\{t | t \leq T - n, (x_{t+1}, \dots, x_{t+n}) \text{ has type } \pi\}}{T - n + 1}$$

и соответствующие энтропии [10]. Полученные оценки можно сравнить с энтропиями случайной, т.е. хорошо темперированной последовательности [5]. Мы использовали модифицированный вариант оценок перестановочной энтропии [11] для сравнения сложности среднемесячных инструментальных значений чисел Вольфа (SSN2) с суррогатным рядом, полученным случайным перемешиванием ряда с сохранением только парных корреляций. Мы не обнаружили существенных отличий перестановочных энтропий оригинала и его суррогатного аналога. Этот результат согласуется с гипотезой о хаотической природе 11-летней моды. Разумеется, достоверность вывода требует дальнейших исследований.

Литература

1. *Sauer T., et al.* Embedology // J. Stat. Phys. 1991. V. 65. P. 579-616.
2. *Frick P.F., et al.* Spectral Properties of Low-order Dynamo Systems // Russian Journal of Nonlinear Dynamics. 2022. V. 18. P. 289-296.
3. *Smith L.A.* Intrinsic limits on dimension calculations // Phys. Lett. A. 1988. V. 133. P. 283-288.
4. *Letellier C. et al.* Evidence for low dimensional chaos in sunspot cycles // Astronomy & Astrophysics. 2006. V. 449. P. 379-387.
5. *Chaitin G.J.* Randomness and mathematical proof // Scient. Amer. 1975. V. 232. P. 47-52.
6. *Kaspar F., Schuster H.G.* Easily calculable measure for the complexity of spatiotemporal patterns // Phys. Rev. A. 1987. V. 36. №. 2. P. 842-848.
7. *Брудно Ф.Ф.* Топологическая энтропия // УМН. 1974. Т. 29. вып.6(180). С. 157-158
8. *Kadtke J., Kremliovsky M.* Classifying complex deterministic signals // Kravtsov Y.A., Kadtke J.B. (ed.). Predictability of complex dynamical systems. Springer, 1996. P.79.
9. *Muldoon M.R. et al.* Topology from time series // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1993. V. 65. №. 1-2. P. 1-16.
10. *Bandt C., Pompe B.* Permutation entropy: a natural complexity measure for time series // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 174102.
11. *Azami H., Escudero J.* Improved multiscale permutation entropy for biomedical signal analysis: Interpretation and application to electroencephalogram recordings // Biomedical Signal Processing and Control. 2016. V. 23. P. 28-41.

ЭФФЕКТ СОКРАЩЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ 24.02.2023

Мельников В.Ф.¹, Мешалкина Н.С.²

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

²Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

CONTRACTION EFFECT OF CORONAL LOOPS DURING THE FLARE OF FEBRUARY 24, 2023

Melnikov V.F.¹, Meshalkina N.S.²

¹Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

²Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-215-218>

In this work, the dynamics of loop-like structures and accompanying phenomena during the flare of 02/24/2023 were studied. A new character of the dynamics of the system of hot coronal loops during a flare has been discovered: 1) in contrast to previously known cases, the contraction of the loops is observed both in the growth and decay phases of the flare; 2) a sharp decrease in height began with the appearance of intense non-stationary plasma ejections observed in the vicinity of these loops and one of their footpoints. It is concluded that the rapid (at a speed of up to 25 km/s) contraction of the system of magnetic loops can be explained by the dissipation of free magnetic energy (a decrease in the magnetic field ϕ -component) caused by the observed non-stationary plasma ejections from the vicinity of these loops (magnetic flux ropes), as well as possible Joule dissipation of electric currents in the loops.

Введение

В 2000-х годах в солнечных вспышках было открыто явление сокращения (уменьшения) размеров вспышечных петель на начальной (импульсной) фазе вспышки [1, 2]. Известная, так называемая, "Стандартная Модель" вспышки [3], напротив, предполагала увеличение высоты петель и увеличение расстояния между их основаниями по мере подъёма области пересоединения силовых линий магнитного поля в вертикальном токовом слое. В проанализированных в [1, 2] вспышках увеличение размеров петель наблюдалась только на фазе спада вспышек. На этом несоответствия наблюдаемой динамики петель со "Стандартной моделью" не заканчиваются. В нашей недавней работе [4] рассмотрен пример вспышки, в которой имел место прямо противоположный процесс: подъём петли на фазе роста и опускание петли на фазе спада. Мы интерпретировали такой характер пространственной динамики вспышечной петли резким увеличением электрического тока в петле, произошедшим в самом начале вспышки в результате наблюдаемого слияния этой петли с петелькой вблизи одного из оснований вспышечной петли, и, наоборот, уменьшением тока из-за джоулевых потерь в максимальной фазе и на фазе спада вспышки. Это объясне-

ние основано на результатах модельных расчётов баланса магнитных сил, выполненных в работах [5, 6].

В настоящей работе мы сообщаем ещё об одной интересной особенности, обнаруженной при анализе динамики вспышечного процесса во вспышке 24.02.2023. В ней сокращение размера (опускание) корональных петель происходило как на фазе роста вспышки, так и на фазе спада.

Результаты анализа

Так же, как и в работе [4], для анализа пространственной динамики корональных петель во время вспышки мы использовали данные об ультрафиолетовом – УФ (AIA/SDO, 171, 193, 211, 335, 094, 131 Å, временное разрешение 12 с), мягком рентгеновском (GOES, интегральный поток в каналах 0.5–4 Å и 1–8 Å), жестком рентгеновском (прибор STIX на спутнике Solar Parker Probe, потоки в пяти энергетических каналах от 4 кэВ до 84 кэВ, временное разрешение 4 с) и микроволновом (Сибирский Радиогелиограф в диапазоне 3–6, 6–12 ГГц, временное разрешение 3 с).

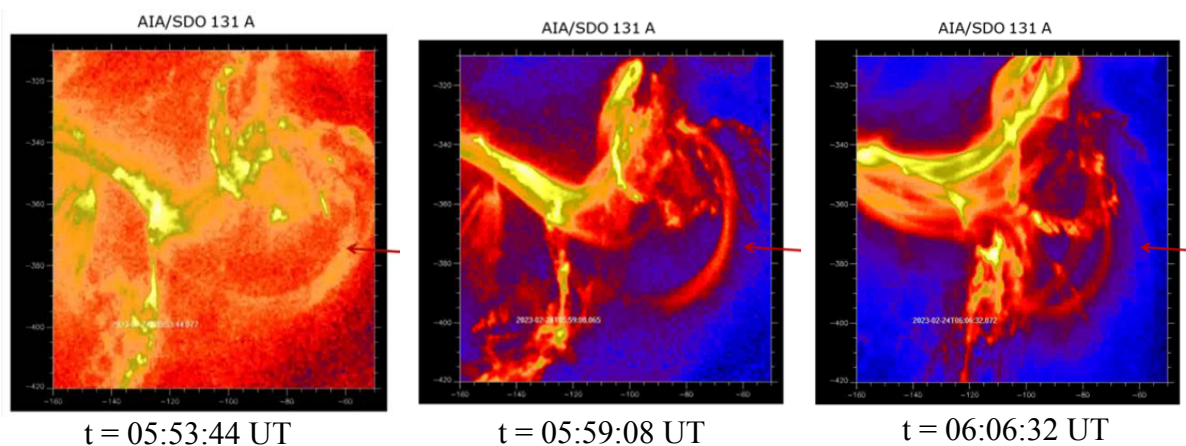


Рис. 1.

На основе фильмов AIA/SDO изучена динамика высоты корональных петель на фазах роста, максимума и спада мощности вспышки 24.02.2023 г. (см. рис. 1 и 2). В области вспышки, перед самым её началом (около 05:50 UT), появилась узкая яркая петельная структура, видимая в УФ излучении. На рис. 1 (верхняя панель слева) в правом нижнем углу панели видно изображение петли по данным AIA/SDO в канале 131 Å на момент времени 05:53:44. На других панелях показано, как менялись пространственная структура вспышки и положение выбранной петли на разных фазах вспышки. Положение петли отмечено концом красной стрелки. Яркие дугообразные жёлтые ленты в центре и левой части панели – УФ вспышечные ленты. Координаты по осям X и Y приведены в угловых секундах. Свечение в «горячей» линии 131 Å свидетельствует о том, что плазма в этой структуре разогрета до температуры порядка 10^7 К, характерной для вспышечных петель.

На рис. 2 показаны: (а) временные профили полного потока радиоизлучения по данным Сибирского радиогелиографа на нескольких частотах в

диапазоне 3–6 ГГц; (б) временные профили мягкого рентгеновского излучения GOES (синяя и красная кривые); (с) временные профили изменения наблюдаемой высоты петельной структуры по данным AIA/SDO в линиях 131 Å (синяя кривая), 171 Å (фиолетовая), 211 Å (зеленая). Изменение расстояния между основаниями петельной структуры в линии 131 Å показано розовой линией; (д) временные профили рентгеновского излучения вспышки по данным STIX. Вертикальные штриховые линии отмечают моменты времени 05:53:54; 06:01:44; 06:03:00 UT.

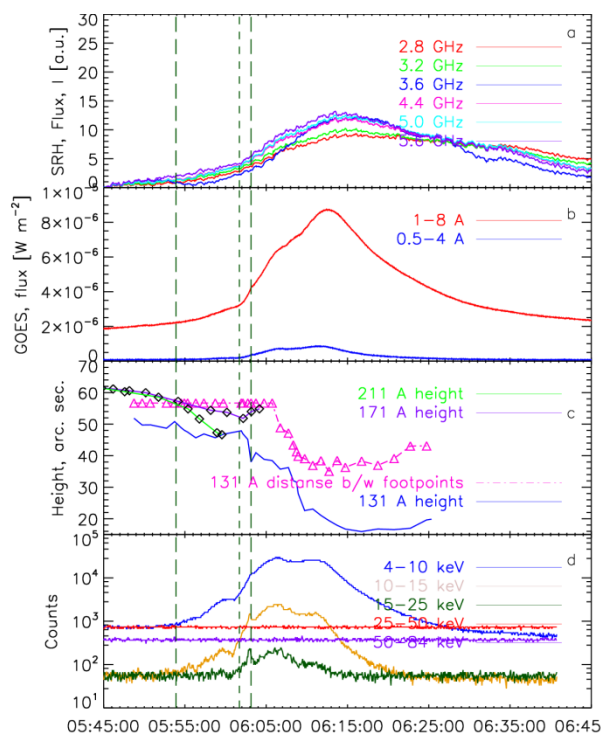


Рис. 2.

спада импульсного ЖР (15–25 кэВ) излучения, совпадающего со временем максимума микроволнового излучения (06:15 UT). Относительное уменьшение высоты составило более 50%.

Обсуждение

В целом, обнаруженное уменьшение высоты системы корональных петель не согласуется со следствиями "Стандартной модели" вспышки, которая предполагает увеличение высоты петель. Но оно вполне согласуется с моделью, связывающей уменьшение размера петли (магнитного жгута) с уменьшением азимутальной (вихревой) компоненты магнитного поля в процессе энерговыделения. Уравнение баланса магнитных сил и силы тяжести в отсутствие поперечной составляющей внешнего поля можно записать в виде [5, 6]: $F_1 + F_2 + F_3 = 0$, где $F_1 = (B_z^2 + B_\phi^2)/4\pi h$ – сила магнитного давления, B_z – компонента магнитного поля вдоль оси петли, B_ϕ – вихревая компонента поля, h – высота петли, $F_2 = -B_z^2/4\pi h$ – сила натяжения силовых линий, $F_3 = -\rho g$ – сила тяжести в гравитационном поле Солнца.

Чем может быть вызвано уменьшение вихревой компоненты магнитного поля B_ϕ ? Имеется, по крайней мере, две возможных причины. Первая

– это диссипация свободной магнитной энергии $W_f = B_\phi^2/8\pi$ в петле из-за джоулевых потерь $P_j = j^2/\sigma$ вследствие аномально низкой проводимости плазмы σ в области вспышечного энерговыделения. То, что нагрев в петле действительно имеет место, следует из высокой (до 10^7 К) температуры плазмы в наблюдаемых корональных петлях. Второй причиной уменьшения B_ϕ может быть уменьшение свободной магнитной энергии $W_f = B_\phi^2/8\pi$ в петле из-за выбросов плазмы с вмороженным магнитным полем. По нашему мнению, указанием на такую возможность служит то, что начало наблюдаемого резкого уменьшения высоты петли ($t = 06:03$ UT) совпало с началом серии нестационарных высокотемпературных ($T \sim 10^7$ К) выбросов, исходящих из области левого основания петли (см. рис. 1, правая панель). Модельные расчёты показывают, что максимум вихревой (B_ϕ) компоненты магнитного поля находится именно на периферии жгута, в области внешней оболочки (петли). Поэтому, если жгут взаимодействует вблизи основания петли с другой петлёй (магнитным жгутиком), то пересоединяться и выбрасываться будет в первую очередь именно вихревая компонента магнитного поля. Соответственно, теряться (выбрасываться) будет также именно энергия вихревой компоненты $W_f = B_\phi^2/8\pi$.

Выводы

В настоящей работе исследована динамика петлеобразных структур и сопутствующих ей явлений во время вспышки 24.02.2023.

Обнаружен новый характер динамики системы корональных петель во время вспышки, заключающийся в том, что: 1) в отличие от ранее известных случаев видимого сокращения на фазе роста интенсивности излучения вспышки и расширения вспышечных петель на фазе спада, во вспышке 24.02.2023 сокращение (опускание) петли наблюдается как на фазе роста вспышки, так и на фазе спада; 2) резкое уменьшение высоты началось с появлением интенсивных нестационарных потоков (выбросов) горячей плазмы, наблюдаемых в непосредственной близости от изучаемой системы петель, вблизи их оснований. Сделан вывод, что быстрое (со скоростью от ~ 5 до 25 км/с) сжатие системы магнитных петель может быть объяснено диссипацией свободной магнитной энергии (уменьшением вихревой компоненты магнитного поля), вызванной наблюдаемыми нестационарными эрупциями плазмы из окрестностей этих петель, а также возможной джоулевой диссипацией электрических токов в петлях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ, грант № 22-12-00308.

Литература

1. Sui, L., & Holman, G.D. // *ApJ*, 2003, 596, L251.
2. Li, Y.P., & Gan, W.Q. // *ApJ*, 2005, 629, L137.
3. Kopp, R.A., & Pneuman, G.W. // *Sol. Phys.*, 1976, 50, 85.
4. Melnikov V.F., Meshalkina N.S. // *Geomag. Aeronomy*, 2023, 63, 192
5. Соловьев А.А. // *Астрофизика*, 1985, 23, 394-408
6. Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V. // *Geomag. Aeronomy*, 2020, 60, 915

МАКСИМАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ В СОВРЕМЕННУЮ ЭПОХУ

Мерзляков В.Л.

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

THE MAXIMUM ENERGY OF SOLAR FLARE IN MODERN EPOCH

Merzlyakov V.L.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-219-222>

The energy of the solar flare is studied within the framework of the electron acceleration model in the magnetic X-singularity. The dependence of the energy magnitude on the parameters of the acceleration zone is obtained. The main energetic parameter is the diameter of the acceleration zone. For the observed extreme events in 1859, 1940, 2003 years, having an energy of $\approx 5 \cdot 10^{32}$ erg, this diameter is about 300 km. In the case of the event 774 year, which is associated with a flare with energy $2 \cdot 10^{33}$ erg, the diameter is at least 1200 km. Such a size seems unrealistic in our model. Then it can be assumed with a high probability that the observed powerful flares have the maximum energy in the modern era. And the frequency of these powerful events is about 70 years.

Введение

Солнечная вспышка является мощным энергетическим явлением, которое оказывает влияние на гелиосферу. В связи с этим возникает необходимость прогнозировать появление вспышки и её энергию. В указанном контексте представляется важным знать величину максимальной энергии вспышки и частоту появления таких экстремальных событий.

Решение обозначенной выше проблемы может основываться на различных факторах. Эти факторы обычно связывают с параметрами активных областей, где и происходят мощные вспышки. На основе протяженности активной области получено предельное значение энергии $3 \cdot 10^{33}$ эрг [1]. Используя зависимости для магнитных полей, установлена граница энергии в $8 \cdot 10^{33}$ эрг [2]. За время реальных наблюдений вспышек, начиная с известного события 1859 г., максимальная энергия оценивается $5 \cdot 10^{32}$ эрг [3].

Энергия солнечной вспышки

Энергия солнечной вспышки определяется потоком ускоряемых электронов $\partial N_e / \partial t$, энергией этих электронов w_e и длительностью ускорения t_f . При этом основная энергия вспышки приходится на хромосферные зоны ускорения, а корональная зона дает около 10%. Тогда интегральная энергия солнечной вспышки может быть представлена как:

$$E_f \approx 2.2 \langle w_e \rangle \langle \partial N_e / \partial t \rangle t_f. \quad (1)$$

Проведем анализ выражения (1) в рамках модели ускорения частиц в магнитной X-особенности [4]. Конфигурация магнитного поля в окрестности этой X-особенности приведена на рисунке, где вектора показывают направления магнитного поля, а их размер пропорционален напряженности. Зона ускорения находится внутри показанной конфигурации рисунка, и её граница определяется некой критической напряженностью магнитного поля. Такая граница вытянута в горизонтальном направлении (рисунок) и может быть аппроксимирована прямоугольником $a \times b$. Тогда поток ускоряемых электронов через эту прямоугольную зону зависит от окружающей электронной плотности n_e , тепловой скорости электронов v_e , геометрии силовых линий (угол с радиальным направлением β) и вертикальной протяженности зоны ускорения H . В итоге имеем средний поток ускоряемых электронов:

$$\langle \partial N_e / \partial t \rangle = 0.5 \langle n_e \rangle (1/3)^{1/2} \langle v_e \rangle (2a \cdot \cos \beta + 2b \cdot \sin \beta) \cdot H \quad (2)$$

Для изучаемых мощных вспышек температура $\sim 10^7$ К [5]. Окружающая температура хромосферной плазмы $\sim 10^5$ К. Для скорости движения потока электронов можно принять среднюю температуру $T_e = 10^6$ К, тогда величина тепловой скорости $\langle v_e \rangle \approx 4.2 \cdot 10^8$ см/с. Протяженность рассматриваемой зоны ускорения равна высоте хромосферы $H = 2.5 \cdot 10^3$ км [6]. В таком случае средняя плотность $\langle n_e \rangle = 10^{11}$ см $^{-3}$. Анализ магнитной конфигурации рисунка показал, что параметр в скобках (2) можно представить зависимостью от большего размера зоны ускорения $\approx 1.5 \cdot a$. С учетом сделанных выше оценок средний поток ускоряемых электронов согласно выражению (2) $\langle \partial N_e / \partial t \rangle = 2 \cdot 10^{27} \cdot a$ электрон/с.

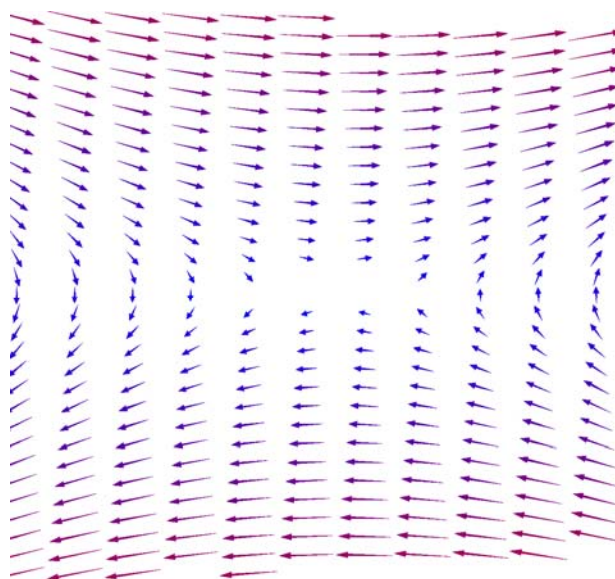


Рисунок.

Согласно проведенному исследованию [7] средняя энергия ускоренного электрона зависит от температуры T_e в зоне ускорения $\langle w_e \rangle = 3 \cdot 10^{-2} T_e$ эв или $4.8 \cdot 10^{-14} T_e$ эрг.

Вспышки с большой энергией имеют максимальную длительность, которая определяется временем жизни мезогранулы $t_f = 2 \cdot 10^3$ с. В итоге интегральная энергия солнечной вспышки (1) зависит от размера области ускорения a и температуры T_e как

$$E_f \approx 4.2 \cdot 10^{17} \cdot a \cdot T_e \text{ эрг} \quad (3)$$

Величины температуры T_e от энергии вспышки слабая, что демонстрирует зависимость T_e от класса вспышки [5]. А класс вспышки, определяемый по потоку мягкого рентгеновского излучения, пропорционален интегральной энергии вспышки. Как видно из приведенной зависимости [5] для класса >X5 температура остается практически неизменной ≈ 40 МК. В такой ситуации энергия мощных вспышек линейным образом зависит от размера зоны ускорения (3).

Проведем оценки размера зоны ускорения для случаев экстремальных событий. Из реально наблюдаемых мощных вспышек наибольшую энергию $5 \cdot 10^{32}$ эрг имело событие 1 сентября 1859 г. [3]. Размер зоны ускорения этого события составил ≈ 300 км согласно соотношению (3). Этот размер в 3 раза превышает такой размер у вспышек класса X [4].

Отмечаются случаи импульсного роста космических лучей, некоторые из которых интерпретируют как действие мощных солнечных вспышек. Самое известное событие 774/5 г. приписывают солнечной вспышке с энергией как минимум $\approx 2 \cdot 10^{33}$ эрг [3]. В таком случае из формулы (3) получаем размер $a \approx 1200$ км, который на порядок больше, чем для самых мощных вспышек класса X. Такое различие приводит к трудности объяснения условий появления такой зоны ускорения в рамках рассматриваемой модели [4]. И эта трудность указывает на невспышечный характер события 774 г. Также есть весомые подтверждающие этот вывод аргументы, которые указывают на это событие как Галактический гамма-всплеск [8].

Выводы

В результате проведенного исследования было получено аналитическое выражение для величины энергии мощной вспышки (3). Для вспышек класса более X5 в этой зависимости определяющим параметром является наибольший размер зоны ускорения частиц во время импульсной фазы вспышки. Анализ полученной зависимости (3) показал, что события 774 г. с энергией $\sim 10^{33}$ эрг не являются солнечным. В таком случае граничные оценки вспышек в работах [1, 2] представляются существенно завышенными.

Наиболее вероятным сценарием для экстремальных событий в современную эпоху следует считать такой, когда вспышки с экстремальной энергией уже реально регистрировались. К этим событиям относится вспышка 1859 г., которая имеет класс X45 [9]. Практически такую же энергию, с учетом неопределенностей оценок, класса X35 – X40 имели вспышки 23 сентября 1940 г. [10] и 3 ноября 2003 г. [11]. В таком случае появление вспышек с экстремальной энергией происходит с интервалом ≈ 70 лет.

Литература

1. *Watari S.* // Earth, Planets and Space, 2022, v. 74, 115 (12pp).
2. *Katsova M.M., Obridko V.N., Sokoloff D.D., Livshits I.M.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2021, v. 61, No. 7, pp. 1063–1068.
3. *Cliver E.W., Hayakawa H., Love J.J., Neidig D.F.* // Astrophys. J., 2020, v. 903, 41 (16pp).
4. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2020”, СПб, ГАО РАН, 2020, с. 209-212.
5. *Warmuth A., Mann G.* // Astron. and Asrtophys., 2016, v. 588, A115 (14pp).
6. *Мерзляков В.Л.* // Доклад на Всероссийской конференции "Магнетизм и активность Солнца - 2022". КрАО РАН. Крым. 22-26 августа 2022 г. <https://sun.crao.ru/video-2022>
7. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2021”, СПб, ГАО РАН, 2021, с. 197-198.
8. *Павлов А.К., Блинов А.В., Васильев Г.И., и др.* // Письма в Астрон. Ж., 2014, т. 40, № 10, с. 706-713.
9. *Cliver E.W., Dietrich W.F.* // J. Space Weather Space Clim., 2013, v. 3, A31 (15pp).
10. *Hayakawa H., Oliveira D.M., Shea M. A., et al.* // MNRAS, 2022, v. 517, p. 1709-1723.
11. *Brodrick D., Tingay S., Wieringa M.* // J. Geophys. Res., 2005, v. 110, A09S36 (8pp.)

ОБЛАСТИ ЛОКАЛЬНО ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

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

LOCAL ENHANCED TEMPERATURE IN THE SOLAR CORONA

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-223-226>

The spatial distribution of the electron temperature of the solar corona is studied. The temperature is determined from the analysis of polarization images obtained during the total solar eclipse in 2008 year. The analysis showed the presence of zones of temperature maximum, which were distributed discretely in the sky plane. Up to the distances of $2 \cdot R_s$ (solar radii) from the center of the Sun, the temperature maxima are located at latitudes 25° S, 9° N, 35° N and distances $1.29 \cdot R_s$, $1.78 \cdot R_s$. The values of the maximum temperature at these distances are 60–80 MK and 20–40 MK, respectively.

Введение

Авторы обнаружили неоднородность температурного распределения в солнечной короне. По данным поляризационных наблюдений солнечного затмения 2008 года были найдены три уровня, где электронная температура имела локальное повышение [1]. Чтобы понять причину этого, необходимо изучить особенности распределения указанной температуры. И этой задаче посвящено настоящее исследование.

Области повышенной температуры

Как было установлено авторами, в короне существуют три уровня с повышенной электронной температурой на расстояниях $1.3 \cdot R_s$, $1.8 \cdot R_s$ и в интервале $2.5–2.7 R_s$ (в радиусах Солнца) [1] от центра Солнца. Эти результаты получены из анализа отклонения плоскости поляризации от стандартного положения. Величина такого отклонения согласно Молоденскому [2] зависит от кинетической скорости электронов. Чем больше величина указанного отклонения, тем выше электронная температура.

Рассмотрим ситуацию с распределением максимальной электронной температурой в короне Солнца. Ограничимся расстоянием $2 \cdot R_s$, где влияние поляризационного излучения земной атмосферы мало. В этом случае наибольшая величина отклонения плоскости поляризации от стандартного положения будет соответствовать максимальной электронной температуре.

На рис. 1 приведены радиальные расстояния, где величина отклонения плоскости поляризации от стандартного положения имеет наибольшее значение в зависимости от широты на двух уровнях повышенной температуры. Квадраты относятся к данным на восточном секторе (E), а кружки отражают ситуацию на западном секторе (W) солнечной короны (рис. 1). Сплошные кривые представляют квадратичную аппроксимацию наблюдаемых данных. Эти аппроксимации демонстрируют небольшую вариацию менее 4% в пределах широт 50° . Первый уровень находится на расстоянии $r = 1.28 \pm 0.04 R_s$ (E), $1.29 \pm 0.02 R_s$ (W). Второй уровень согласно данным рис. 1 удален на $r = 1.78 \pm 0.03 R_s$ как на востоке (E) короны Солнца, так и на западе (W).

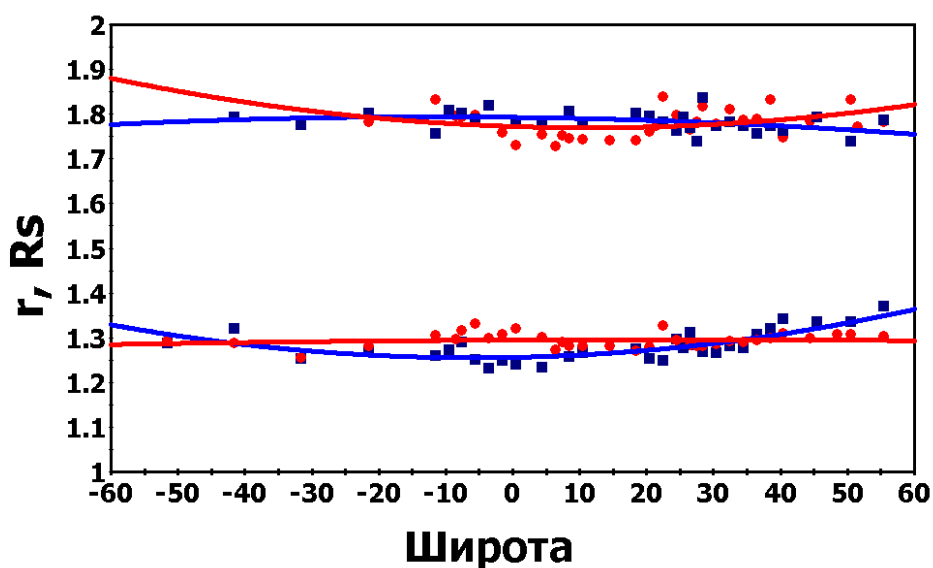


Рис. 1.

Ситуация с уровнем около $2.6 R_s$, где тоже отмечено повышение температуры [1] требует отдельного изучения. Трудность такого изучения связана с влиянием поляризационного излучения земной атмосферы и значительными флуктуациями в расчетах положения плоскости поляризации [1]. Такие флуктуации вызваны шумами приемника цифровой камеры. Не прибегая к полномасштабному учету указанных факторов, удалось оценить среднее положение упомянутого уровня. Оказалось, что для восточного сектора этот уровень находился на расстоянии $2.7 \cdot R_s$, а для западного сектора получили $2.5 \cdot R_s$. Относительное различие этих расстояний около 8%, что можно считать незначительным при существующих флуктуациях.

Величины наибольшего отклонения плоскости поляризации $\delta\chi$ (в градусах) на двух изучаемых уровнях (рис. 1) в зависимости от широты приведены на рис. 2 и рис. 3. Квадраты отмечают данные восточного сектора короны, а кружки соответствуют западному сектору. Рис. 3 показывает величины изучаемых отклонений на уровне $1.29 \cdot R_s$, а рис. 4 отражает ситуа-

цию на уровне $1.78 \cdot R_s$. Как видно на рис. 3 и рис. 4 существуют три широты, где отклонения $\delta\chi$ имеют экстремумы. Разные знаки $\delta\chi$ на рис. 2 означают, что в экваториальной зоне изменяется соотношение между радиальными градиентами плотности и магнитного поля [1].

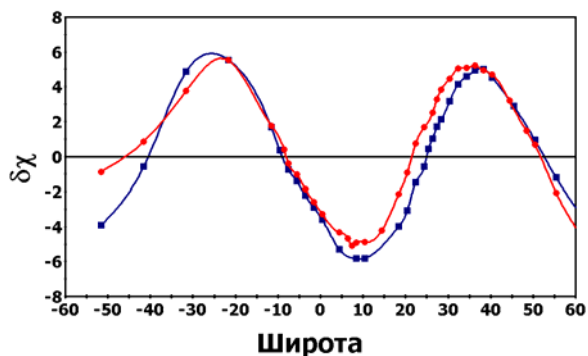


Рис. 2.

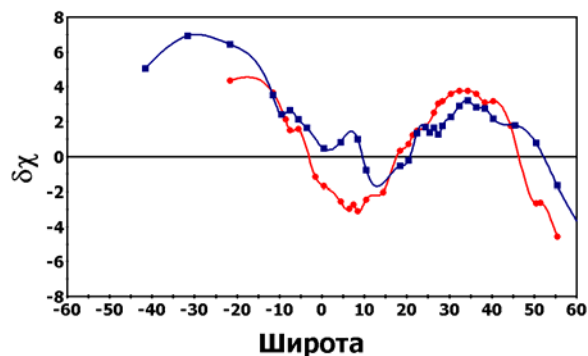


Рис. 3.

Переход к электронным температурам от величины отклонения $\delta\chi$ проведем по модели [1], которая приводит к выражению для величины температуры (в Кельвинах) $T = 7.3 \cdot 10^9 (\text{tg} \delta\chi)^2$. В итоге получаем широтное распределение максимальных электронных температур по данным рис. 2 и рис. 3. Эти распределения приведены на рис. 4 (для расстояния $1.29 \cdot R_s$) и рис. 5 (для расстояния $1.78 \cdot R_s$).

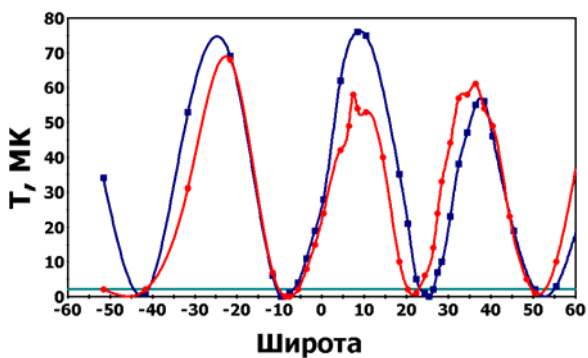


Рис. 4.

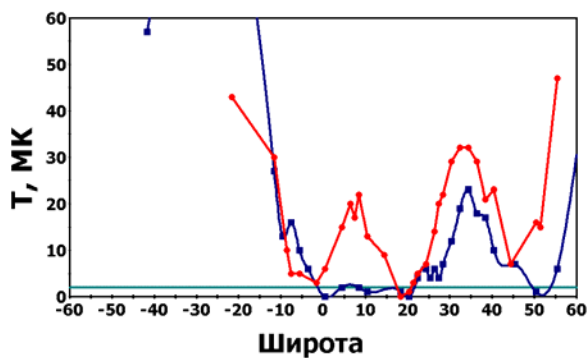


Рис. 5.

Положение максимумов электронной температуры (рис. 4) приходится на широты 25° S , 9° N , 35° N , которые имеют небольшие вариации в пределах 2° для восточной и западной секторах короны. Экстремумы на уровне $1.78 \cdot R_s$ (рис. 5) проявились на тех же широтах, что и для уровня $1.29 \cdot R_s$ (рис. 4). Расчетные величины температур в местах смены знака $\delta\chi$ (рис. 3 и рис. 4) оказались меньше фонового значения температуры короны $2 \cdot 10^6 \text{ K}$, которое отмечено сплошной горизонтальной линией на рис. 4 и рис. 5. Вероятно, тот же эффект смены знака $\delta\chi$ (рис. 3) привел и к малой

величине экстремума электронной температуры в восточной экваториальной зоне (рис. 5).

Выводы

Анализ пространственного расположения максимальных значений электронной температуры выявил ряд закономерностей. Во-первых, вариации радиального положения уровней максимальной электронной температуры оказались незначительными по широте – не более 4%. Во-вторых, эти уровни находились на одинаковых расстояниях $1.29 \cdot R_s$ и $1.78 \cdot R_s$ для восточного и западного секторов солнечной короны. В-третьих, максимальные значения электронной температуры имели экстремумы на широтах $25^\circ S$, $9^\circ N$, $35^\circ N$. Экстремальные значения температуры на этих широтах были 60–80 МК на уровне $1.29 \cdot R_s$ (рис. 4) и 20–40 МК на уровне $1.78 \cdot R_s$ (рис. 5).

Литература

1. Старкова Л.И., Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конференции “Солнечная и солнечно-земная физика – 2022”, СПб, ГАО РАН, 2022, с. 201-204.
2. Molodensky M.M. // Solar Phys., 1973, v. 28, pp. 465–475.

ПРОЯВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СПОКОЙНОЙ ФОТОСФЕРЕ НА КРАЯХ ГРАНУЛ

Можаровский С.Г.

Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

MANIFESTATIONS OF TRANSVERSE MAGNETIC FIELDS IN A QUIET PHOTOSPHERE AT THE EDGES OF GRANULES

Mozharovsky S.G.

Institute of Applied Astronomy of the RAS, Saint Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-227-230>

In the quiet photosphere patches of the transverse magnetic field were studied. These patches are obtained from SP/Hinode data by subtracting the equivalent widths W of the linear $L = \sqrt{Q^2 + U^2}$ and the absolute value of the circular $|V|$ polarizations. The W_L and $W_{|V|}$ values calculated for two spectral lines Fe I λ 6301 and 6302 Å combined together were used. It was discovered that patches of the transverse magnetic field ($\Delta_{LV} = W_L - W_{|V|} > Err = 0.5 m\text{Å}$) are constantly present on the Sun; they appear on the edges of granules in the form of “blinks”, lasting from 1.5 to 6 minutes, and have sizes less than 0.5". They are clearly visible not only at the center of the solar disk, but also up to significant heliocentric angles. The W_L values in the “blinks” correspond to transverse field strengths of the order of 100 G. The average brightness and line of sight velocity of the “blinks” approach the average values for the non-magnetic photosphere.

Метод измерений

Для каждой карты спектрополяриметра Hinode [1] может быть рассчитана эквивалентная ширина параметров поляризации – параметра V , значения которого взяты по модулю, а также параметры линейной $L = \sqrt{Q^2 + U^2}$ и суммарной $P = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ поляризаций. Эквивалентная ширина рассчитывается как площадь под кривой соответствующего параметра Стокса и включает в себя кроме собственно сигнала ещё и шумовую составляющую, см. рис. 1 *слева*. Область суммирования при вычислении эквивалентной ширины охватывает обе спектральные линии Fe I λ 6301 и 6302 Å и исключают области спектра вне линий.

Если построить гистограммы частот встречаемости значений W_V , W_L и W_P то получится картина, которую можно видеть на рис. 1 *справа*. Очевидно, что наибольшее число пикселей на гистограмме соответствуют случаю, когда магнитное поле отсутствует. Смещения положений максимумов относительно нуля показывают шумовую составляющую, которая зависит от числа компонент в параметре поляризации 1, 2 или 3 (V , $Q + U$, $Q + U + V$).

«Всплески» поперечного поля

Поставим задачу найти в невозмущённой фотосфере участки, где поле скорее горизонтально, чем вертикально. Для этого мы построим карту рас-

пределения значений $\Delta_{LV} = W_L - W_{|V|}$ и выделим на ней участки, где $W_L - W_{|V|}$ больше разности их шумовых значений, см. рис. 2 слева.

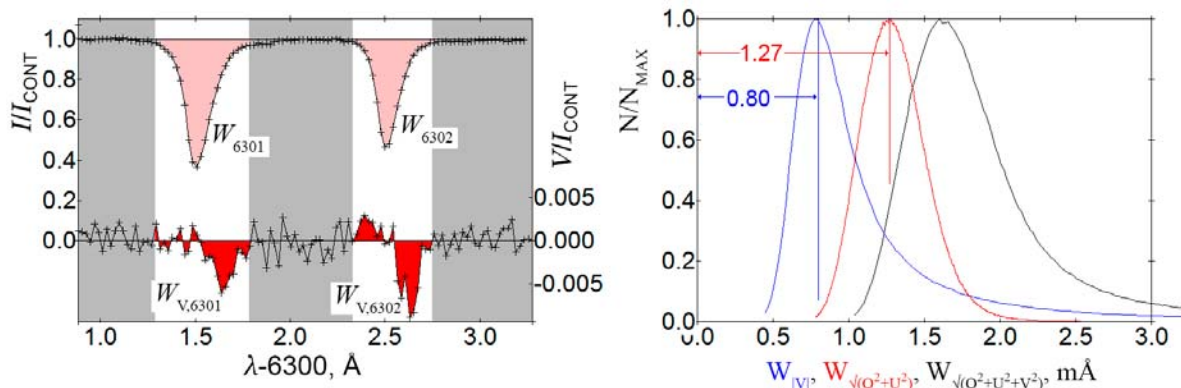


Рис. 1. а) Расчёт эквивалентной ширины параметра интенсивности W и параметра круговой поляризации W_V для линий Fe I λ 6301 и 6302 Å для точки на карте SP/Hinode б) Нормализованные гистограммы частот встречаемости значений эквивалентных ширин поляризации W_V , W_L и W_P . Сеанс SP/Hinode 20070105_1120

Области, где эквивалентная ширина линейной поляризации W_L больше круговой $W_{|V|}$ (поперечное поле заметно больше продольного) имеют вид отдельных точек, средний размер которых менее $0''.5$. Так как у них короткое время жизни (см. рис. 3) далее будем называть их «всплесками» поперечного поля, или просто «всплесками». Время жизни «всплесков» от 1.5 до 6 минут. Частота встречаемости в единичный момент времени порядка $1 \times 10^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$, однако эта величина сильно зависит от уровня шума измерений, так как много слабых «всплесков» скрыто шумом.

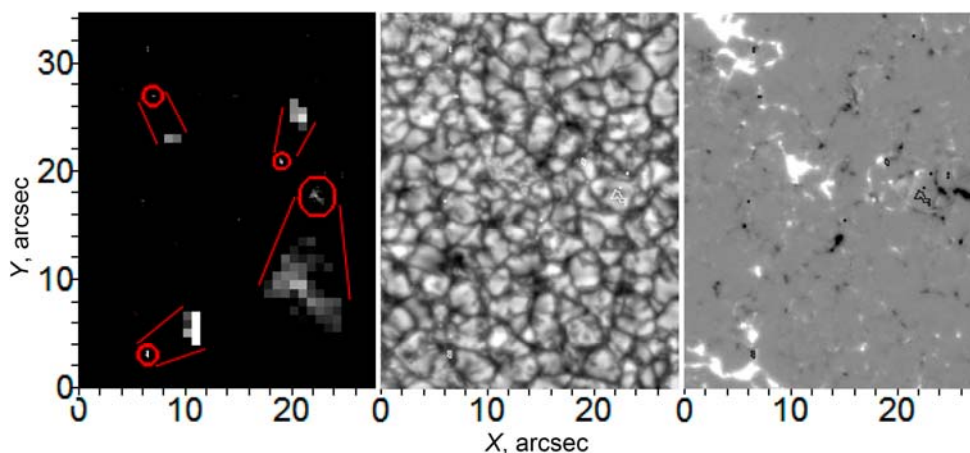


Рис. 2. Фрагмент карты для сеанса SP/Hinode 20070105_1120. Слева – карта, построенные из значений $\Delta_{LV} = W_L - W_{|V|}$. Значения, где Δ_{LV} меньше нуля (с учётом уровня ошибки) закрашены чёрным. «Всплески» поперечного поля очень малы – изображения самых крупных из них вынесены на врезки. По центру – «всплески» (белые контуры) наблюдаются чаще всего на склонах гранул. Справа – вокруг «всплесков» (черные контуры) всегда можно заметить области продольного поля разного знака. Уровни черного и белого отсекают, соответственно значения $[1..3 \text{ m}\text{\AA}]$, $[0.8..1.2 \langle I_{\text{CONT}} \rangle]$, $[-200..200 \text{ G}]$.

Как видно из рис. 2 (в центре), «всплески» на карте I_{CONT} заметны чаще всего на склонах гранул. В поле скоростей «всплескам» соответствуют лучевые скорости близкие к нулю. Можно заметить, что они распределены случайно-равномерно в спокойной фотосфере; чаще они появляются в местах стыков разных полярностей слабого продольного поля в межсеточной зоне (internetwork), и их нет в зонах сетки (network), занятых магнитным полем одного знака.

Природа «всплесков» поперечного поля

Была изучена статистика для ряда сеансов SP/HiNode с хорошим отношением сигнал/шум. Получены оценки средней скорости и средней яркости участков с преобладанием поперечного магнитного поля. Оказалось, что такие скорости и яркости приближаются к средним значениям скорости и яркости для невозмущённой фотосферы. Данные для единичной сессии (рис. 4) для карты из 2×10^6 пикселей не вполне репрезентативны. При граничном уровне ошибки $W_{\text{err}} = 0.8 \text{ m\AA}$, мы получим 25000 точек, но среди них большой процент ложных точек, где W_L обусловлено просто шумом. Если ограничить ошибку уровнем $W_{\text{err}} = 1.1 \text{ m\AA}$, то у нас остаётся всего 1700 точек (плюсики на диаграмме), и усреднение может быть искажено локальными вариациями магнитного поля в фотосфере.

На рис. 4 справа (не забывая про достаточно малую статистику) нельзя разглядеть выстраивания точек со «всплесками» поперечного поля в один или два рукава вдоль значений скорости, характерных для подъёма или опускания вещества. То есть мы явно не видим всплывающих или тонущих вершин петель магнитного поля. Нельзя, также, считать, что все «всплески» относятся к промежуточным областям между вершинами гранул и межгранульными участками. Таким образом, природа «всплесков» заключается, скорее всего, во временной деформации силовых трубок соседствующей с ними конвекцией и временного принятия ими направлений, параллельных плоскости апертуры спектрографа.

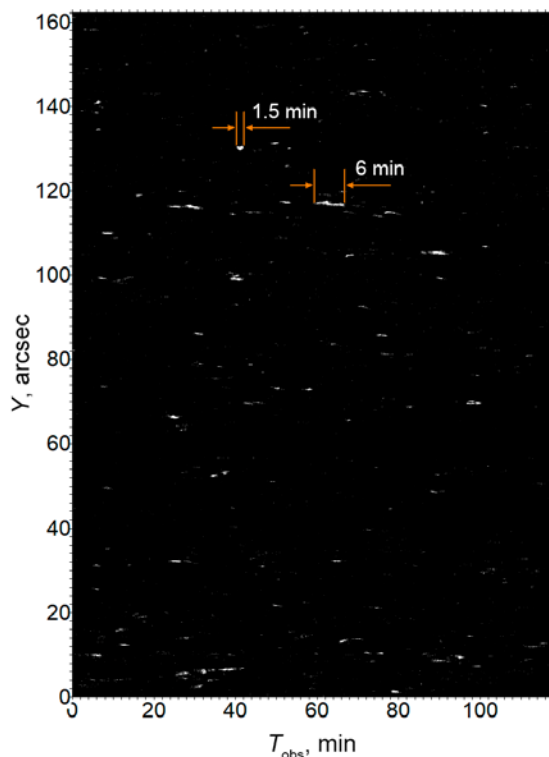


Рис. 3. Карта значений Δ_{LV} для сеанса 20070227_0020. Щель поляриметра в данном сеансе была неподвижна, и мы видим развёртку «всплесков» поперечного поля во времени.

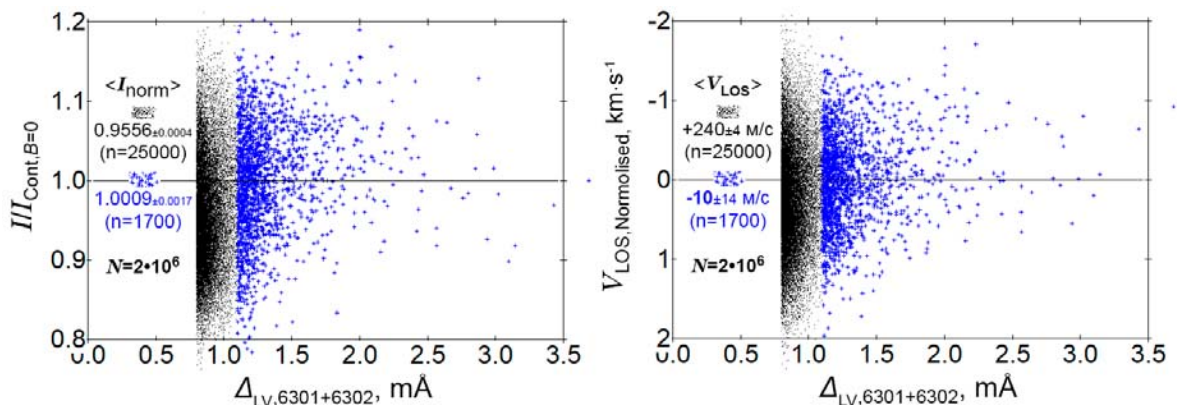


Рис. 4. Статистика средних значений интенсивности континуума (слева) и лучевой скорости (справа) «всплесков» продольного поля (приведённых к средним значениям в немагнитной фотосфере). Сеанс SP/Hinode 20061219_1135.

Обсуждение

Данная работа выполнена для проверки результата статьи [2] о том, что средние напряжённости поперечных полей в спокойной фотосфере в 5 раз превосходят напряжённости продольных (55 Гс против 11). В результате были обнаружены «всплески» поперечного поля. Их свойства в целом соответствуют свойствам поперечного поля вообще (без вычитания продольной компоненты поля), которые получили авторы [2]. Также, обнаруженные в данной работе «всплески» поперечного поля, пополняют собой целую серию разнообразных мелкомасштабных структур магнитного поля и связанных с ними событий в спокойной фотосфере – Supersonic Magnetic Upflows [3], Magnetic Upflow Events [4], Magnetic loop emergence within a granule [5], Small-scale magnetic flux-sheet emergence [6], quiet-Sun jets [7] и т.д. Это позволяет лучше представить картину в целом.

Литература

1. Lites, B.W., D.L. Akin, et al. // Solar Physics, 2013. **283**: 579-599.
2. Lites, B.W., M. Kubo, et al. // The Astrophysical Journal, 2008. **672**: 1237-1253.
3. Borrero, J.M., et al. // The Astrophysical Journal Letters, 2010. **723**(2): p. L144-L148.
4. Jafarzadeh, S., et al. // The Astrophysical Journal, 2015. **810**: p. 54.
5. Gömöry, P., et al. // Astronomy and Astrophysics, 2010. **511**: p. 10pp.
6. Fischer, C.E., et al. // Astronomy and Astrophysics, 2019. **622**: p. L12.
7. Martínez Pillet, V., et al. // Astronomy and Astrophysics, 2011. **530**: p. 6.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ РАДИОВСПЛЕСКОВ III ТИПА ПО ДАННЫМ СОЛНЕЧНОГО СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРА МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА (ССМД)

Муратова Н.О., Кашапова Л.К.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

STATISTICAL ANALYSIS OF THE TYPE III RADIO BURSTS PARAMETERS ACCORDING TO METER-RANGE SOLAR SPECTROPOLARIMETER (SSMD) DATA

Muratova N.O., Kashapova L.K.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-231-234>

The paper presents an analysis of the parameters of type III radio bursts registered in the range of 50–500 MHz by the Solar Spectropolarimeter of Meter Range wavelengths (SSMD), radio astrophysical observatory of ISTP SB RAS obtained during 2016–2019 and related to minimum solar activity. We suggested the original method of dynamic spectra processing for getting the characteristics of type III radio burst and estimation their drift rate. The results of the statistical analysis of type III radio burst parameters are discussed from the point of energy release during the minimum of solar cycle.

В классификации радиовсплесков III тип выделяется малой длительностью, широкой занимаемой полосой частот и быстрым частотным дрейфом [1]. Радиовсплески III типа могут наблюдаться в виде отдельных всплесков, в составе групп на различных фазах эволюции солнечных вспышек, а также во время шумовых радиобурь [2]. Их связывают с излучением ускоренных электронов, распространяющихся из солнечной атмосферы в межпланетное пространство. Механизм формирования излучения – плазменный, и в большинстве случаев наблюдается вторая гармоника плазменного излучения [3]. Так как всплески связаны с потоками ускоренных электронов, то они являются индикатором процессов ускорения и энерговыделения во время солнечных вспышек. В связи с этим особый интерес представляют радиовсплески III типа, зафиксированные во время минимума солнечной активности, когда происходят вспышки класса C по GOES и ниже. Для этого класса событий обычно сложно использовать наблюдения в жестком рентгеновском диапазоне для диагностики параметров вспышечной плазмы. Анализ же скоростей дрейфа по частоте во время радиовсплесков III типа позволяет делать оценки параметров потоков ускоренных электронов. Наблюдения, проводившиеся на Солнечном Спектрографе Метрового Диапазона (ССМД) [4] с 2016 по 2020 год предоставили оригинальный материал для проведения такого исследования. Основные характеристики ССМД приведены в таблице.

Целью данной работы было статистическое исследование параметров радиовсплесков III типа, зафиксированных ССМД в 2016–2019 гг. и анализ процессов энерговыделения во время минимума солнечной активности.

Таблица.

Параметр	Значение
Частотный диапазон	50–500 МГц
Число каналов	4608
Ширина канала (шаг)	97.66 КГц (97.66 КГц)
Временное разрешение	1 секунда

Главным критерием для отбора событий служило временное разрешение прибора, поэтому мы выбирали события длительностью не менее 2 секунд. Для достоверности выбирались одиночные всплески, в том числе и находящиеся в составе групп радиовсплесков. Всего для анализа было отобрано около 90 событий за 2016, 2017, 2019 годы. Для расчета параметров событий необходимо было выделить всплески на фоне сильных помех, особенно характерных для нижней части диапазона ССМД 50–500 МГц. Чтобы выделить всплеск, мы для каждого частотного канала производили вычитание фона, интерполяцию сигнала по времени, вписывание функции Гаусса и нахождения максимума интенсивности. Для обработки был написан код на языке IDL. После выделения всплесков мы вычисляли скорости дрейфа $\Delta f/\Delta t$, используя стандартную формулу $\Delta f/\Delta t = (f_e - f_s)/(t_e - t_s)$, где f_e и f_s – конечная и начальная частота всплеска, t_e и t_s – время конца и начала всплеска.

Результаты сравнения полученных скоростей дрейфа с шириной полосы, в которой был зафиксирован всплеск, приведены на рис. 1а. Сплошной прямой показано соотношение скорости дрейфа к полосе частот равное 1 секунде – это значение соответствует разрешающей способности прибора по времени. Штриховой линией отмечено соотношение равное двум секундам. Соответственно, данные, лежащие слева от этой линии, мы не можем считать достоверными, поскольку на такие всплески у нас приходится менее двух временных интервалов. Поэтому для анализа будут использованы только события, лежащие справа от штриховой линии. Отметим, что большинство отобранных событий относится к 2019 году, где вклад в основном вносят слабые вспышечные события. Вклад числа событий 2017 года, когда наблюдалась серия мощных вспышек небольшой и не должен влиять общую статистику.

Наибольший интерес представляют оценки энергии электронов, сгенерировавших радио всплески III типа. Эти оценки можно сделать, измерив скорости электронов. Известно, что частота основной гармоники f_p связана с концентрацией электронов N_e выражением $f_p = 8,98 \times \sqrt{N_e}$ и в большинстве случаев III тип излучает на второй гармонике $f_s = 2f_p$ [5].

Если же знать, как распределяется концентрация электронов с расстоянием от центра Солнца R , то можно оценить и скорость электронов. Для того чтобы это сделать, мы применили модель Ньюкирка [6], которая описывает распределение их концентрации с высотой формулой $N_e = N_0 \times \alpha \times (10^{4.32(R_0/R)})$, где R_0 – радиус Солнца, N_0 – концентрация электронов и α – коэффициент увеличения электронной плотности, равный 3 для умеренно активного Солнца. Вычислив расстояния R_1 и R_2 для конца и начала всплеска, мы получим скорости электронов по стандартной формуле $v = (R_2 - R_1)/(t_2 - t_1)$, где $t_2 - t_1$ – длительность всплеска.

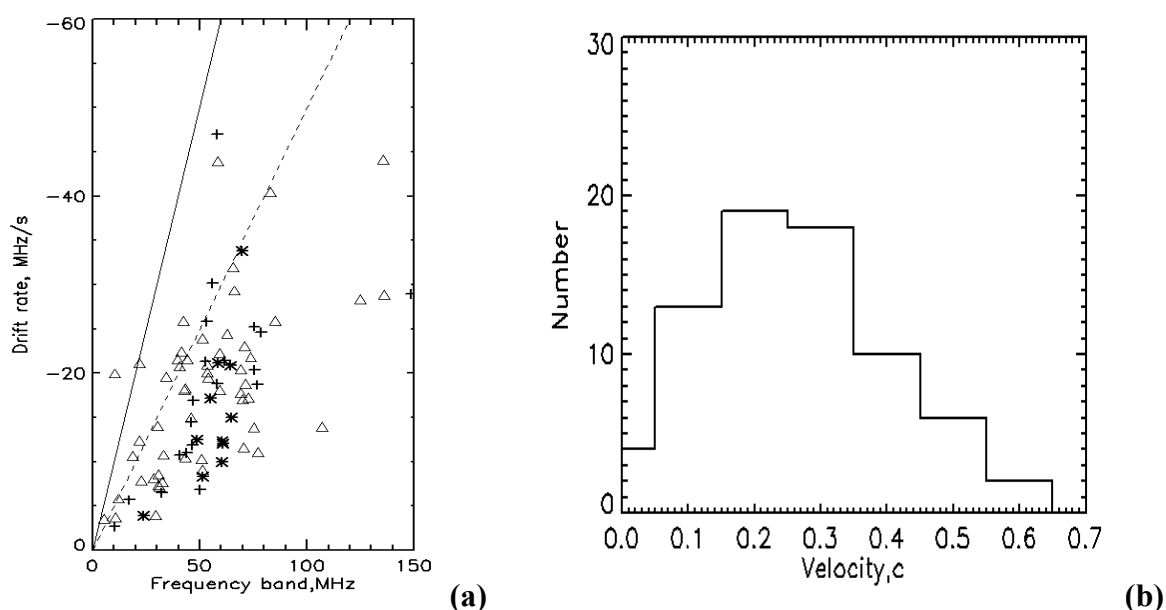


Рис. 1. (а) График зависимости скоростей дрейфа от ширины полосы частот, занимаемой всплеском. Сплошной линией отмечена разрешающая способность ССМД в 1 секунду, штриховая линия соответствует 2 секундам. Треугольником отмечены данные за 2019 год, звездочкой за 2017 и знаком плюс за 2016. (б) Распределение количества событий по скоростям, c – скорость света.

На рис. 1(б) показано полученное в результате расчёта распределение электронов по скоростям. Распределение по скоростям электронов для различных событий нормальное, максимальное число событий приходится на скорость 0.3 от скорости света. С одной стороны, это совпадает с результатами, полученными другими авторами и указывает на отсутствие различия в энергиях электронов, связанных со слабыми событиями в период минимума солнечной активности, с другой стороны позволяет использовать для оценки энергии формулу для нерелятивистских электронов $E = m_e v^2/2$. На рис. 2(а) представлена зависимость энергий электронов от длительности всплеска. Отметим общую тенденцию увеличения длительности всплеска с уменьшением энергии сгенерировавших его электронов. Ширина полосы энергий электронов составляет около одного порядка. События 2017 года, связанные с мощными вспышками, находятся на верхней грани-

це энергий этой полосы, в то время как события 2019 года, когда не наблюдалось мощных вспышек, равномерно распределены по энергиям. Как видно на рис. 2(b), данный факт нельзя объяснить особенностями распределения событий по энергиям. На этом рисунке можно также видеть, что большинство проанализированных событий имело энергии в диапазоне 10–30 keV со спадом числа событий с высокими энергиями.

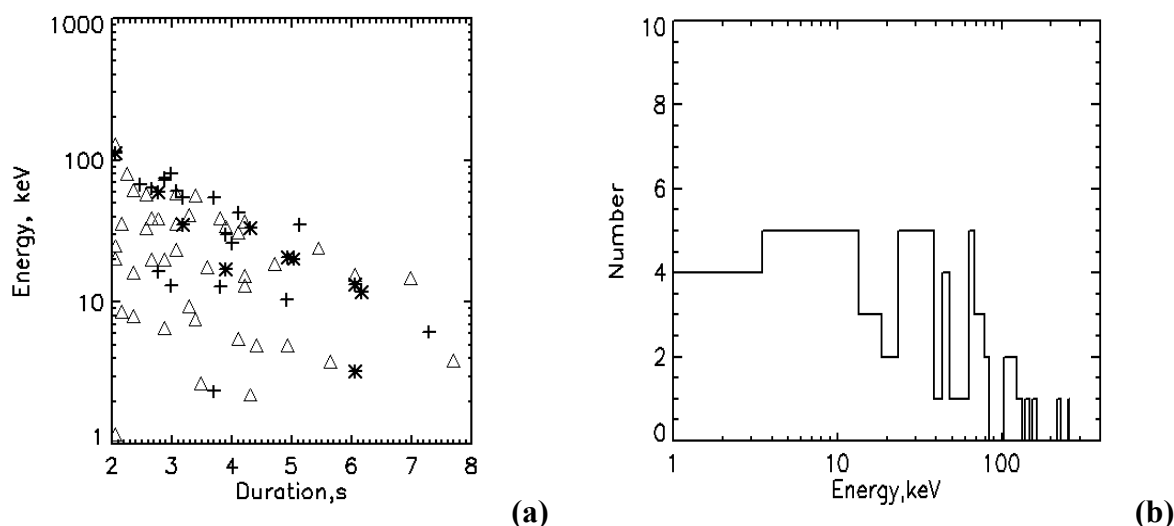


Рис. 2. (а) График зависимости энергии электронов от длительности. Треугольником отмечены данные за 2019 год, звездочкой за 2017 и знаком плюс за 2016. (b) Зависимость числа событий от энергии электронов.

Результаты статистического анализа параметров радиовсплесков III типа, наблюдавшихся на ССМД показали, что в целом параметры событий согласуются с результатами, полученными ранее, что указывает на их достоверность. События 2019 года, связанные с самым слабым периодом солнечной активности показали широкий разброс по энергиям при анализе зависимости между энергией электронов и продолжительностью событий. Это может указывать как на то, что процессы ускорения не зависят от мощности вспышек, так и на то, что процесс может быть связан с изменением распределения электронной плотности с высотой в активных областях в период минимума.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Литература

1. Wild J.P., Smerd S.F., Weiss A.A. // Ann. Rev. Astron. Astrophys, 1963, v. 1, no. 1, 291–366 pp.
2. https://www.sws.bom.gov.au/World_Data_Centre/1/9/5
3. Reid H.A.S., Ratcliffe H. // Res. Astron. Astrophys, 2014, v. 14, no. 7, 773-805 pp.
4. Муратова Н.О., Муратов А.А., Каушанова Л.К. // Солнечно-земная физика, 2019. т. 5, № 3. с. 3–10.
5. Suzuki, S., Dulk, G.A. // Solar radiophysics: Studies of emission from the sun at metre wavelengths, 1985, 289-332 pp.
6. Newkirk, G. Jr. // Astrophys. J., 1961, v. 133, p. 983.

ДВЕ ПОПУЛЯЦИИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА-ВАЛЬДМАЙЕРА

Наговицын Ю.А.^{1,2}

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

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

TWO SUNSPOT GROUP POPULATIONS AND THE GNEVYSHEV-WALDMEIER RULE

Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}

¹Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

²State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-235-238>

A procedure for randomizing the observed lifetimes of sunspot groups produced once a day is proposed. It allows for statistical studies to achieve a better time resolution. The form of the Gnevyshev-Waldmeier Rule linking the logarithm of the area and the lifetime of a group of sunspots is substantiated. This linear form has coefficients that differ significantly for small short-lived SSG and large long-lived LLG groups of spots. The value of the group lifetime parameter separating populations distributed lognormally as $LT^ = 5.57 \pm 0.27$ has been clarified. It is shown that the parameters of the lognormal distributions of populations obtained from the common distribution of $\log S$ and with a preliminary division into populations by LT^* correspond to each other.*

Свойство солнечной пятнообразовательной деятельности, связывающее время жизни и максимальную достигаемую площадь группы солнечных пятен, было выведено М.Н. Гневышевым (1938). На него было обращено внимание в широко известной монографии М. Вальдмайера (1941), после чего оно стало называться правилом Гневышева-Вальдмайера (ПГВ). В работах Наговицына с соавторами (2019) и Тлатова (2023) было показано, что это правило не имеет универсального характера в зависимости от рассматриваемых диапазонов площадей групп пятен, а также (в последнем случае) пятен и пор.

С другой стороны, в настоящее время развивается идея о существовании на Солнце двух популяций групп пятен. Показано, что популяции различаются по целому ряду свойств: (логнормальному) распределению площадей, магнитных полей, вращению, зависимостью от фазы цикла и пр. В работах Наговицына и Певцова (2016) показано, что площади популяций распределены билогнормально, так что параметром деления является время жизни группы: $LT \leq 5$ дней для популяции мелких короткоживущих пятен SSG и $LT \geq 6$ дней для крупных долгоживущих групп LLG. Этот вывод сделан по синоптическим наблюдениям с временным разрешением 1 день.

Наговицын и Певцов (2021) предложили метод рандомизации точности при ее ограничении наблюдениями (1 мдп.). А именно, наблюдаемая площадь S_0 заменяется в гистограмме величиной $S = S_0 + RND_1 - 0.5$, где RND – случайная функция, равномерно распределенная на интервале $[1, 0]$. В нашей работе мы применяем эту же идею для рандомизации времени жизни LT групп. На рисунке 1 приведена зависимость логарифма площади групп от времени жизни в двух вариантах: до и после рандомизации S и LT . Использованы гринвичские данные 1874–1976 гг. При вычислении площадей групп применялся подход «образующих» («generative») индексов по Наговицыну и др. (2021).

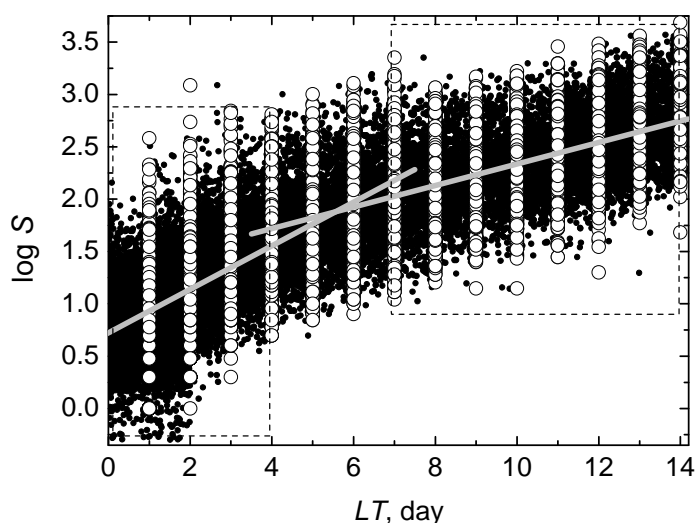


Рис. 1. Зависимость логарифма площади от времени жизни группы. Светлые крупные кружки – до рандомизации, малые черные – после. Серые линии – регрессии, полученные по областям, обозначенным пунктирами.

Уточним значение LT , разделяющее популяции (на два логнормальных распределения). Аппроксимируем зависимость $\log S = f(LT)$ для $LT \leq 4$ и $LT \geq 7$ дней отдельно линейными функциями $\log S = a + b \cdot LT$. Получаем

$$a_{SSG} = 0.7233 \pm 0.0060; \quad b_{SSG} = 0.2079 \pm 0.0030$$

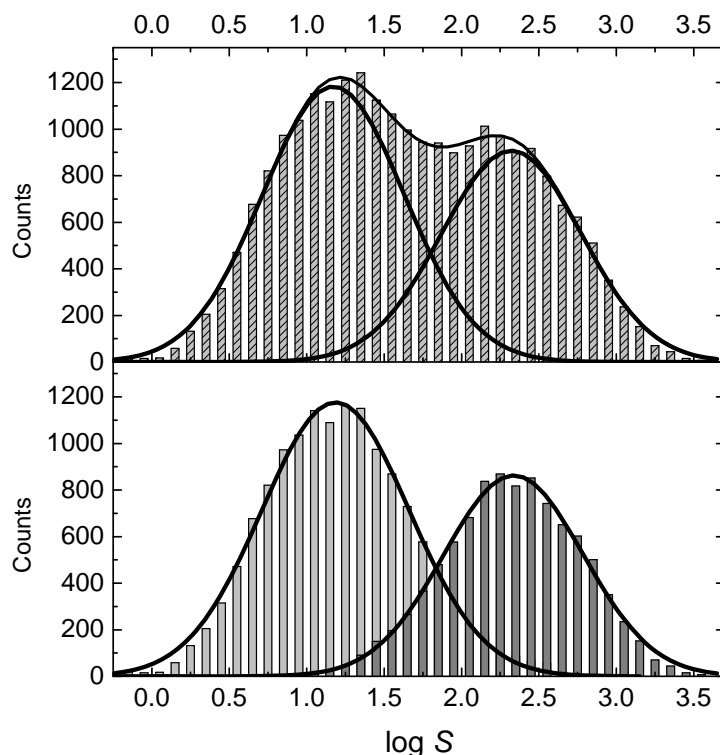
$$a_{LLG} = 1.309 \pm 0.020; \quad b_{LLG} = 0.1027 \pm 0.0018$$

Мы видим, что наклоны прямых для SSG и LLG отличаются друг от друга более чем на 2 десятка сигм. Значение абсциссы пересечения прямых – т.е. время жизни, по которому популяции разделяются – $LT^* = 5.57 \pm 0.27$ дней. Это значение соответствует результату, полученному Наговицыным и Певцовым (2016, 2021), уточняя его до долей дня.

Мы нашли уточненное значение времени жизни групп пятен, разделяющее их на SSG и LLG популяции. Рассмотрим теперь соответствие друг другу двух способов получения их распределений из группированных выборок экспериментальных данных. Первый – когда мы имеем общее распределение логарифмов наблюдаемых площадей и аппроксимируем его методом Левенберга-Марквардта (1944, 1963) двумя гауссианами (без

предварительного разделения по времени жизни). Второй – мы вначале разделяем конкретные группы пятен по времени жизни $LT^* = 5.57 \pm 0.27$ дней, и затем каждую популяцию аппроксимируем гауссианой.

Рис. 2. Разделение группированных выборок логарифма площадей групп пятен (бин = 0.1) на популяций, полученное по общему распределению $\log S$ (сверху) и с предварительным разделением на популяции (снизу) по параметру $LT^* = 5.57 \pm 0.27$ дней. Параметры гауссиан приведены в таблице ниже.



Результаты приведены на рисунке 2 и в таблице. В последней представ-

лены параметры гауссиан $f(\log S) = \frac{A_{1,2}}{\sqrt{\pi/2}w_{1,2}} e^{-\frac{2(\log S - x_{1,2})^2}{w_{1,2}^2}}$, где x – среднее, w –

удвоенное среднеквадратическое отклонение, A – объем группированной выборки. Последний столбец таблицы – наблюдаемая t -статистика Стьюдента для сравнения параметров, найденных двумя способами.

Таблица.

Параметр	Без разделения по времени жизни	С разделением по времени жизни $T^* = 5.57^d$	t_{obs}
x_1	1.172 ± 0.019	1.1864 ± 0.0063	0.719
w_1	0.918 ± 0.029	0.951 ± 0.013	1.038
A_1	1360 ± 54	1403 ± 16	0.763
x_2	2.322 ± 0.025	2.3362 ± 0.0053	0.556
w_2	0.903 ± 0.037	0.899 ± 0.011	0.104
A_2	1028 ± 54	972.9 ± 9.8	1.004

Можно сделать вывод, что оба способа нахождения параметров логнормальных распределений площадей групп пятен не противоречат друг другу: гипотеза о различии каждого из параметров гауссиан, полученных двумя способами, отвергается на 5%-м уровне значимости.

Таким образом, в работе получены следующие результаты.

Предложена процедура рандомизации наблюдаемых времен жизни групп солнечных пятен, производимых 1 раз в сутки, позволяющая при статистических исследованиях достигать большего временного разрешения.

Обоснована форма Правила Гневышева-Вальдмайера, связывающая $\log S$ и время жизни группы солнечных пятен LT . Линейная форма $\log S = a + b \cdot LT$ имеет коэффициенты, значимо различающиеся для мелких короткоживущих SSG и крупных долгоживущих LLG групп пятен. Такое различие может свидетельствовать в пользу ранее сделанного нами предположения о разной локализации областей генерации пятенного магнитного потока для LLG и SSG популяций: в тахоклине (глубинной области) и лептоклине (приповерхностной) соответственно.

Уточнено значение параметра времени жизни группы, разделяющее популяции, распределенные логнормально, как $LT^* = 5.57 \pm 0.27$, что находится в согласии с пороговыми значениями, полученными ранее Наговицыным и Певцовым (2016, 2021) для суточной скважности: $LT_{SSG} \leq 5$ дней и $LT_{LLG} > 5$ дней.

Показано, что параметры логнормальных распределений популяций, полученные по общему распределению $\log S$ и с предварительным разделением на популяции по LT^* , соответствуют друг другу.

Литература

1. *Gnevyshev M.N.* // Pulkovo obs. circ., 1938, **27**, 37.
2. *Levenberg K.* // Quarterly of Applied Mathematics, 1944, **2**, 164.
3. *Marquardt D.* // SIAM Journal on Applied Mathematics, 1963, **11**, 431.
4. *Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A.* // Astrophysical Journal, 2016, **833**, 94.
5. *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., and Osipova A.A.* // Astron. Lett., 2019, **45**, 694.
6. *Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A.* // Astrophysical Journal, 2021, **906**, Issue 1, id.27, 7 pp.
7. *Nagovitsyn Yu.A., Osipova A.A., Nagovitsyna E.Yu.* // Solar Physics, 2021, **296**, Issue 2, article id.32.
8. *Tlatov A.* // Solar Physics, **298**, Issue 7, article id.93
9. *Waldmeier M.* Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. (Leipzig: Becker and Erler kom.-ges., 1941).

ЦИКЛИЧЕСКАЯ ВАРИАЦИЯ СТРУКТУРЫ И ЭНЕРГЕТИКИ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Обридко В.Н.^{1,2}, Шибалова А.С.¹, Соколов Д.Д.^{1,3,4}

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

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

⁴*Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия*

CYCLIC VARIATION IN THE STRUCTURE AND ENERGY OF SOLAR MAGNETIC FIELDS

Obridko V.N.^{1,2}, Shibalova A.S.¹, Sokoloff D.D.^{1,3,4}

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

²*Central Astronomic Observatory RAS, Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

³*Dept. of Physics, Moscow Lomonosov State University, Moscow, Russia*

⁴*Moscow Center of Fundamental and Applied Math., Moscow, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-239-244>

A comparison of theory with observations, carried out on the basis of a time-latitude diagram for the past 4 cycles has shown the presence of two waves of activity moving towards the pole and one directed towards the equator. A more general description involves the analysis of zonal, sectorial, and tesseral modes. In this work, we have carried out an energy analysis of these modes both at the photosphere and the source surface levels. Their evolution over four cycles is described in detail. All modes were found to display a strong gradual decrease with time. Normalization to the total energy of the magnetic field was performed, after which it turned out that the long-term decline disappears and the internal distribution of harmonics is repeated in every cycle. Therefore, the internal structure of each cycle can be quite adequately described by the classical dynamo theory. It is suggested that the sunspot activity is the result of a combined action of three mechanisms: the classical dynamo, an external modulating factor (or a long-term cycle), and the proper sunspot formation mechanism.

Введение

В недавней работе [1] картина расширенного солнечного цикла дополнена следующими чертами. Исходная парадигма солнечного динамо разумно соответствует описанию 11-летнего цикла солнечной активности с помощью первых двух нечетных зональных гармоник крупномасштабного магнитного поля Солнца. С другой стороны, в рамках концепции расширенного солнечного цикла это описание нуждается в определенной модификации и уточнении. Во время фазы перекрытия на поверхности Солнца сосуществуют три волны активности, что приводит к появлению и усилению нечетной зональной гармонике с $l = 5$.

Подводя итог, можно сказать, что незадолго до инверсии полярного магнитного поля на поверхности фотосферы практически одновременно возникают как крупномасштабные, так и относительно мелкомасштабные магнитные поля. Появившись почти одновременно, поля затем начинают вести себя совсем по-другому. В результате можно увидеть, как над солнечной поверхностью одновременно распространяются две противоположные по полярности волны. Напротив, локальные магнитные поля представляют собой биполярные образования, которые распространяются к экватору. Формально разделение волн обоих типов количественно выражается гармониками с $l = 5$.

1. Энергетические индексы магнитного поля

Для уточнения вклада различных структурных параметров в циклическую эволюцию крупномасштабных полей мы прибегли к методу сферического анализа. Использовались Стэнфордские измерения магнитного поля с разрешением $3'$, полученные с июня 1976 г. по июль 2022 г., то есть за период Кэррингтоновских оборотов №№ 1642—2055 <http://wso.stanford.edu/forms/prsyn.html>.

Для удобства расчетов данные были представлены в виде полиномов Лежандра. Предполагалось, что в сферическом слое от поверхности фотосферы до некоторой фиксированной поверхности, условно называемой поверхностью источника, источники тока отсутствуют, а структура полностью описывается потенциальным приближением (формулы см. в [1]).

Обозначим как $i(Br)$ квадрат радиальной компоненты магнитного поля, усредненный по поверхности Солнца (Br^2):

$$i(B_r)|_R = \langle B_r^2 \rangle, \quad (1)$$

где R – радиус сферы, по которой производится усреднение.

Для определения $i(Br)$ надо знать магнитное поле B_r . Используя основные формулы из [1], получаем выражения для индексов $i(B_r)$ в любой точке сферической поверхности от поверхности фотосферы до поверхности источника [2, 3]. В частности, получаем следующие выражения для поверхности фотосферы и поверхности источника:

$$i(B_r)|_{R_\odot} = \sum_{lm} \frac{(l+1+l\zeta^{2l+1})^2}{2l+1} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2), \quad (2)$$
$$i(B_r)|_{R_s} = \sum_{lm} (2l+1) \zeta^{2l+4} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2).$$

В дальнейшем мы будем обсуждать интегральный энергетический индекс и все парциальные индексы как на уровне фотосферы, так и на уровне поверхности источника. Здесь важно отметить, что на поверхности фотосферы вклад дают локальные поля. На поверхности источника сохраняются только поля большого масштаба, то есть в основном гармоники с ма-

лыми номерами по l . Математически это определяется сильными зависимостями от ζ в формулах (2); физически это связано с тем, что поля больших пространственных масштабов, естественно, имеют значительно более малый градиент падения с высотой. Поэтому мы часто будем подразумевать под глобальными структурами соответствующие структуры на поверхности источника.

С помощью гармонических коэффициентов можно выделить следующие структуры крупномасштабных полей [2, 3]:

Зональные ($m = 0$). Их можно разделить на два типа по четности индекса l : **ZO** (l нечетное, наиболее яркий представитель – осевой диполь, $l = 1$) и **ZE** (l четное, наиболее яркий представитель – осевой квадруполь, $l = 2$).

Секториальные ($m = l$). Их тоже можно разделить на два типа по четности индекса l : **SO** (l нечетное, наиболее яркий представитель – экваториальный диполь и двухсекторная структура, $l = m = 1$) и **SE** (l четное, наиболее яркий представитель – экваториальный квадруполь и четырехсекторная структура, $l = m = 2$).

Тессеральные (все остальные комбинации m и l).

2. Провал Гневывшева и глобальное магнитное поле

Использование энергетических индексов в ряде случаев оказывается более эффективным, чем непосредственный анализ напряженностей магнитного поля. Так, анализ циклической вариации полной энергии магнитного поля позволяет уточнить некоторые характеристики явления, известного как провал Гневывшева.

В 1967 году М.Н. Гневывшев [4] обратил внимание на то, что в 19 цикле (1954–1965) излучение короны в линии 5303 (green line) имело два максимума: один в 1957 г., другой в 1959–1960 гг. Понижение среднеполугодовых значений яркости короны получило название «Провал Гневывшева» (Gnevyshev Gap, GG) и с тех пор наблюдалось в разных индексах, в основном, относящихся к частоте солнечных хромосферных вспышек, верхним слоям атмосферы Солнца, в межпланетной среде и космических лучах. В ряде работ это явление связывается с наблюдениями квазидвухлетних вариаций (см. обзор [5] и многочисленные ссылки в нем и [6]).

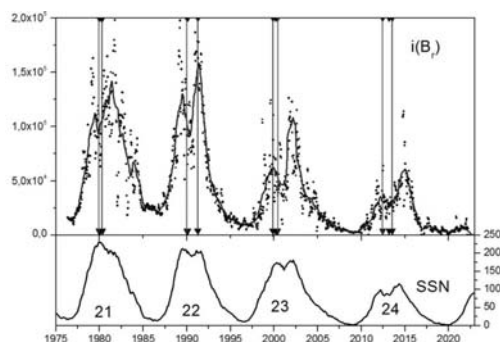


Рис. 1. Индекс $i(B_r)$ на поверхности фотосферы. На нижней панели среднегодовые значения SSN. Тонкими вертикальными линиями показаны моменты переполюсовки на северном и южном полюсе.

В целом вариация $i(B_r)$ соответствует вариации числа пятен. Виден постепенный спад высот циклов, хотя форма циклов несколько различная. Во всех циклах отчетливо видна двухвершинность фазы максимума. Если для чисел пятен вторичный максимум был наиболее отчетливо виден только в 24 цикле, то для интегрального индекса $i(B_r)$ это является правилом. Более того, вторичный максимум во всех циклах выше, чем первый. Провал Гневывшева на диаграммах $i(B_r)$ отчетливо совпадает с переполюсовками полярного поля.

Следует заметить, что в цикле солнечных пятен при анализе сглаженных по стандарту среднемесячных значений двухвершинность на самом деле является довольно редким явлением. Из 24 циклов, о которых мы имеем надежные сведения, уверенная двухвершинность наблюдалась только в шести (5, 9, 18, 22, 23, 24) циклах. При этом только в 24 цикле второй максимум выше первого на 17%, во всех остальных случаях оба максимума практически одной высоты.

Ситуация совершенно иная, когда мы анализируем полную энергию магнитного поля (см. рис. 1). Во всех четырех циклах наблюдается хорошо выраженная двухвершинность, при этом всегда более поздний максимум выше первого.

Таким образом, эффект провала Гневывшева связан именно с магнитным полем и сценарием последовательного появления различных компонент поля. Сам провал определенно связан с резким уменьшением зональной составляющей, особенно ее нечетной части, то есть осесимметричной части ZO. Ближе к концу максимума начинает восстанавливаться четная зональная составляющая и, в особенности, секториальные гармонки. Именно поэтому в начале фазы спада наиболее развиты секторные структуры межпланетного поля.

3. Относительный вклад различных составляющих в полную энергию магнитного поля

При взгляде на рис.1 бросается в глаза различие циклов по высоте и их постепенный спад. Именно высота циклов и является главным свойством разных циклов и главным предметом прогноза солнечной цикличности. Однако можно поставить вопрос о внутреннем соотношении различных составляющих энергии солнечной активности внутри каждого цикла. С этой целью мы ввели нормировку, поделив энергию каждой составляющей на полную энергию магнитного поля.

Оказалось, что доля разных составляющих определяется 11-летним циклом, а не вековой вариацией. Хотя высоты циклов в числах пятен и в $i(B_r)$ меняются, доля структур сохраняется с удивительной точностью. Удивляет устойчивость и практическая независимость зональных и секториальных мод. Тессеральные, которые никогда не падают до нуля, всегда оставаясь в диапазоне 0.3–0.6, и достигают максимума на фазе роста, то

есть мощные поля малых пространственных масштабов существуют всегда. И более того, нарушается правило Гневыхеква-Оля в интегральной энергии крупномасштабного поля.

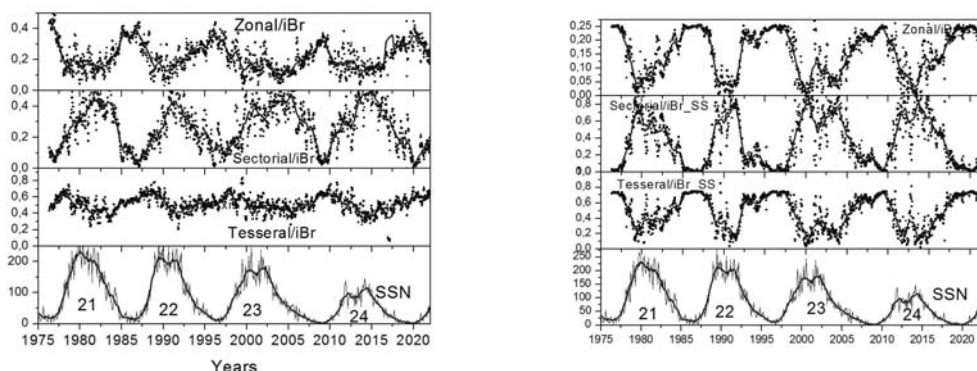


Рис. 2. Результаты нормировки на уровне фотосферы (слева) и на уровне поверхности источника (справа).

Таким образом, полная энергия зависит от векового цикла, но доля внутри каждого цикла сохраняется. Внутри каждого цикла существует внутренняя иерархия, которая определяет соотношение структур с разным типом симметрии, она не зависит от полной энергии данного цикла и в целом согласуется с основной концепцией солнечного динамо. Вариация высот циклов связана с некоторым другим модулирующим механизмом. Этот сценарий более четко проявляется для крупномасштабного поля на поверхности источника, хотя количественные значения, естественно, несколько иные. Так несколько неожиданным оказались высокие и очень устойчивые значения суммарной энергии тессеральных компонент в минимумах циклов SSN (70%).

4. Роль и анализ вклада тессеральных гармоник

Тессеральным гармоникам практически не уделяется внимания. Можно полагать, что в силу преобладающего влияния локальных полей тессеральные гармоники должны быть значительны именно в приэкваториальной зоне.

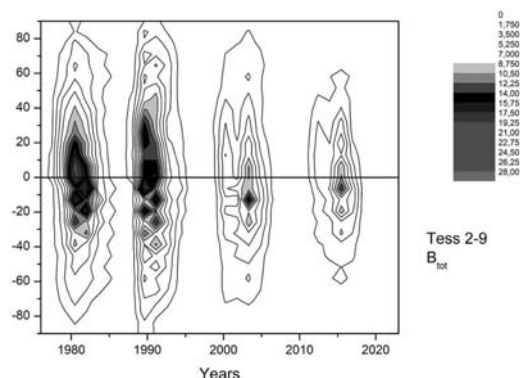


Рис. 3. Широтно-временная диаграмма среднего квадрата магнитного поля по сумме всех тессеральных компонент (значения даны в G^2).

Из рис. 3 видно, что тессеральные компоненты в основном сосредоточены в так называемых «королевской» зоне на широтах $\pm 30^\circ$. Более того, эта зона постепенно сужается после 1990 г., то есть в 22, 23 и 24 циклах. Это полностью соответствует тому, как меняется высота циклов солнечных пятен.

Однако непосредственно широтно-временную диаграмму для пятен (бабочки Маундера) получить не удастся. По-видимому, пятна определяются как тессеральными, так и зональными гармониками и располагаются на границах направленных к экватору волн.

5. Дискуссия

То, что мы называем солнечной цикличностью, – это совместное действие трех независимых, но взаимосвязанных процессов.

1). Некий внешний механизм, определяющий собой многолетние вариации высоты циклов. В классической схеме преобразования поля из полоидального в тороидальное его нет.

2). Хорошо описываемый механизмами динамо 11-летний цикл. В нем полоидальное поле преобразуется в тороидальное и обратно, причем внутреннее соотношение интегральных потоков и энергии от цикла к циклу сохраняется.

3). Генерация пятен из полоидального приэкваториального поля. Проявляется в виде тессеральных гармоник.

Этот третий процесс преобразования генерированного в динамо среднего поля в отдельные объекты с сильным полем разыгрывается непосредственно под поверхностью фотосферы.

АШ и ДС благодарны фонду Базис, грант 21-1-1-4-1 за поддержку работы.

Литература

1. *Obridko V.N., Shibalova A.S., and Sokoloff, D.D.* // MNRAS, 2023, 523, 1, 982.
2. *Obridko V.N. and Yermakov, F.A.* // Astron. Tsirk., 1989, No. 1539, 24.
3. *Obridko V.N. and Shelting B.D.* // Solar Physics, 1992, 137: 167-177.
4. *Gnevyshev M.N.* // Solar Phys., 1967, 1, 107.
5. *Bazilevskaya G., Broomhall A.-M., Elsworth Y., Nakariakov V.M.* // Space Science Reviews, 2014, 186, Issue 1-4, 359-386.
6. *Krainev M., Bazilevskaya G., Kalinin M., et al.* Proc. of the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015). 30 July - 6 August, 2015. The Hague, The Netherlands. Online at <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=236>, id.181.

ОБНАРУЖЕНИЕ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ГИДРОКСИЛА (ОН) В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ КОРОНЫ СОЛНЦА

Овчинникова Н.Е., Богод В.М., Лебедев М.К.

Санкт-Петербургский Филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

DETECTION OF HYDROXYL (OH) ABSORPTION LINE IN THE RADIO EMISSION OF THE SOLAR CORONA

Ovchinnikova N.E., Bogod V.M., Lebedev M.K.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-245-248>

The emission lines of the solar atmosphere are the main provider of information about the physical nature of solar activity. Attempts to detect them in the solar corona have been made repeatedly using different instruments. Observations of the radio line using the RATAN-600 radio telescope indicate its irregular registration for a number of reasons. The complexity of the problem lies in the implementation of technical and methodological approaches to the implementation of observational monitoring. Here we present the results of the first series of observations using a new spectral complex with high frequency resolution in the 1–3 GHz range. The technique of processing multichannel data using multidimensional statistical methods makes it possible to identify weak signals in the solar corona at the level of powerful background signals. To increase sensitivity, the azimuthal tracking mode is used. An absorption line was detected in the 1.6 GHz range with a variable frequency shift in several active regions (AR). A possible explanation of its nature is an absorption by hydroxyl radical in the relatively cold coronal mass of dense and cold filament in the corona.

Введение

Излучение линий является уникальным инструментом для понимания физической природы объектов. На Солнце эти исследования ведутся на уровнях фотосферы и хромосферы, тогда как на уровне короны такие возможности отсутствуют из-за высокой температуры короны ($\sim 10^6$ K). Тем не менее, для переходной зоны проводились их модельные расчеты и даже наблюдения [1, 2]. Благодаря новому спектрально-поляризационному комплексу стали возможны наблюдения тонких корональных структур в диапазоне 1–3 ГГц.

Спектральные наблюдения на РАТАН-600 в диапазоне 1-3 ГГц

При наблюдениях Солнца на РАТАН-600 с использованием нового высокоскоростного спектрополяриметрического комплекса с разрешением по частоте 0.12–10 МГц и разрешением по времени 10 мс в диапазоне 1-3 ГГц в спектрах радиоизлучения отдельных активных областей (АО) на Солнце была обнаружена предположительно линия поглощения в области 1.5–1.65 ГГц вблизи линии поглощения гидроксила (1.7 ГГц) [3–5]. Поглощение наблюдалось только в излучении тех АО, которые перекрывались холодным волокном, видимым на снимках в H-Alpha, и для АО на

лимбе в присутствии протуберанца – т. е. только там, где потенциально возможно существование гидроксильной группы. Радиоизлучение активных областей на Солнце определяется структурой сильных магнитных полей солнечной короны, в которых эффект Зеемана приводит к измеримому расщеплению атомных уровней и поляризации излучаемого света [6]. При наблюдениях в пассажном режиме, когда Солнце проходит через ножевую диаграмму направленности антенны телескопа, линия равномерно смещается по частоте с изменением высоты петли и, соответственно, величины магнитного поля при движении вдоль активной области. Структура линий, наблюдавшихся 27 марта 2022 года и описанных в [4], в точности соответствует частотам сверхтонкого расщепления в основном состоянии $X^2\Pi$ гидроксила OH (1612, 1665, 1667 и 1720 МГц) [7]; сдвиг частот изменяется синхронно от 10 до 30 МГц при перемещении вдоль АО. На рис. 1 приведены спектрограмма радиоизлучения в АО NOAA 13030 с волокном по результатам наблюдений 18 июня 2022 года (в s.f.u./arcsec). Наблюдения проводились с частотным разрешением 4 МГц. В этой АО наблюдалась вспышечная активность класса C5.6.

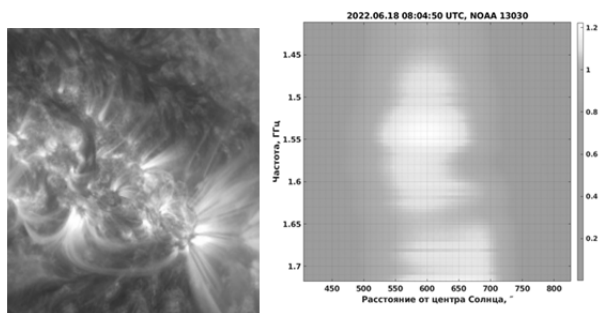


Рис. 1. Спектрограмма радиоизлучения NOAA 13030, s.f.u./arcsec

В области 1.65-1.67 ГГц наблюдается линия поглощения шириной ~ 10 МГц, смещение линии по частоте при перемещении вдоль АО составляет 15 МГц. Уширение линии связано, по видимому, с влиянием электрического поля [7], возникающего при вспышке [8, 9]. Расчеты для модели холодного волокна в короне [9]

показывают возможные значения температуры $7.53 \cdot 10^3$ К, а плотность плазмы соответствует концентрации $6.65 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, т.е. очень плотному корональному волокну, уравновешенному в гидростатической солнечной атмосфере в условиях короны на высотах порядка 5 Мм [10].

Линия поглощения гидроксила в излучении АО NOAA 13258 у основания крупного вихреобразного протуберанца на западном лимбе 27 марта 2023 года наблюдалась в режиме сопровождения с разрешением по частоте 4 МГц.

Форма линии соответствует оценочным модельным расчетам для условий в холодном волокне в солнечной короне (7500 К, $\sim 10^{-6}$ атм.) [11, 12] с учетом аппаратной функции спектрополяриметрического комплекса 1–3 ГГц (без учета смещения под действием магнитного поля). Моделирование проводилось с использованием спектроскопической базы HITRAN (HITRAN on the Web Information System) [13]. Величину магнитного поля в наблюдаемой области, согласно [7], можно оценить как ~ 30 -50 Гс. Результаты наблюдений и оценок приведены на рис. 2.

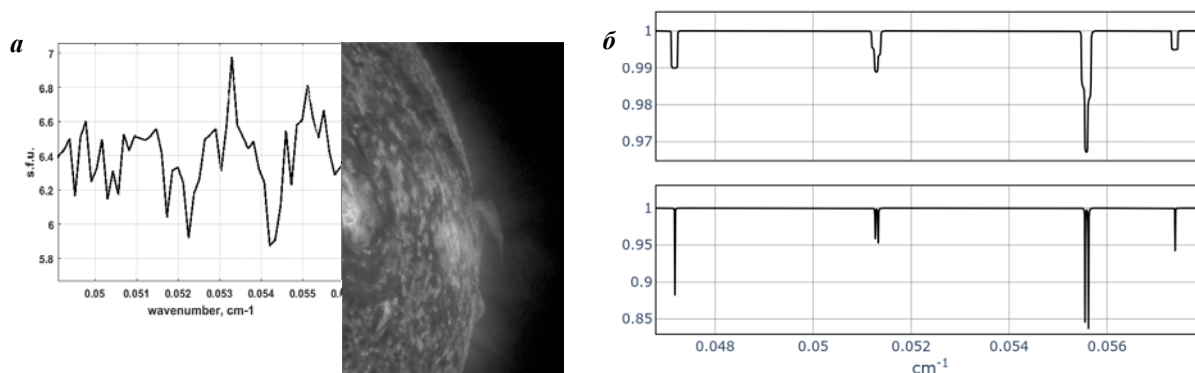


Рис 2. *a* – спектр излучения NOAA 13258 в *s.f.u.*, накопленный в течение десяти минут; *б* – оценочная модель функции пропускания гидроксильной группы в области 0.04-0.06 cm^{-1} : вверху – с учетом аппаратной функции приемного комплекса, внизу – без учета аппаратной функции.

27 и 28 сентября 2023 года АО NOAA 13435 с волокном наблюдалась в режиме сопровождения с частотным разрешением 1 МГц. Спектры излучения в двух поляризациях, накопленные в течение десяти минут, приведены на рис. 3. В области 0.05-0.055 cm^{-1} наблюдается группа линий, предположительно возникающих в результате расщепления уровней $X^2\Pi_{3/2}$ 0-0 и 1-1 в основном состоянии гидроксильной группы, обусловленного аномальным эффектом Зеемана.

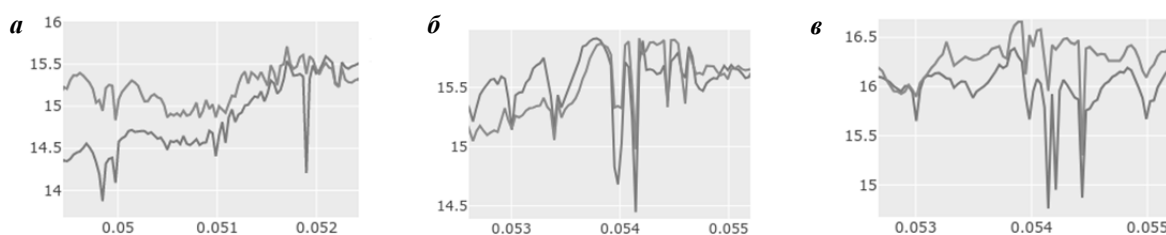


Рис. 3. Спектры излучения NOAA 13435 в *s.f.u.*, накопленные в течение десяти минут: *a, б* – 28 сентября 2023, *в* – 27 сентября 2023; по оси абсцисс – cm^{-1}

Заключение

Впервые показана возможность наблюдения в радиодиапазоне на уровне солнечной короны отдельных спектральных линий, в частности, линии гидроксила, которые могут формироваться только в относительно холодных и плотных волокнах. Обнаружение линии гидроксила (ОН) в короне Солнца может указывать на стабильность баланса температуры короны и природу ее нагрева.

Благодарности

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты».

Литература

1. Дравских А.Ф., Дравских Ю.А. О возможности наблюдений линий водорода // *Астрономический журнал*. 2021. Т. 98. № 8. С. 694–704.
DOI: 10.31857/S0004629921080041.
2. *Khersonskii V.K., Varshalovich D.A.* The possibility of observing recombination lines in solar radiation // *Астрономический журнал*. 1980. Вып. 57. С. 621-623.
3. *Bogod V.M., M.K. Lebedev, N.E. Ovchinnikova, et al.* Spectroradiometry of the Solar Corona on the RATAN-600 // *Cosmic Research*. 2023. Vol. 61, No. 1, pp. 27–33
4. *Ovchinnikova N.E., M.K. Lebedev, V.M. Bogod, et al.* Results of a new approach to the analysis of multi-wavelength observations data obtained with RATAN-600 // *Proceedings of The Multifaceted Universe: Theory and observations. PoS(MUTO2022) 2022*, 425
5. *Bogod V., Lebedev M., Ovchinnikova N., et al.* Detection of absorption in the decimeter radio emission of solar corona // *Proceedings of The Multifaceted Universe: Theory and observations. PoS(MUTO2022) 2022*, 425, DOI: 10.22323/1.425.0005
6. *Derouich M.* Inversion of Zeeman polarization for solar magnetic field diagnostics // *New Astronomy*. 2017. Volume 53. pp. 26-34
7. *Kenji Maeda et al.* Hyperfine structure of the hydroxyl free radical (OH) in electric and magnetic fields // *New J. Phys.* 2015. 17 045014
8. *Solov'ev A.A.* Force free magnetic flux ropes: string confinement of super-strong magnetic fields and flare energy release // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. 2022. Vol. 515, issue 4, pp.4981-4989.
9. *Соловьев А.А.* Плотные и холодные волокна в солнечной короне, настоящий сборник.
10. *Avrett E.H., Loeser R.* Models of the solar chromosphere and transition region from SUMER and HRTS observations: formation of the extreme-ultraviolet spectrum of hydrogen, carbon, and oxygen // *Astrophysical Journal Supplement Series*. 2008.
11. *Park H., Chae J., Song D.* Temperature of solar prominences obtained with the fast imaging solar spectrograph on the 1.6 m New Solar Telescope at the Big Bear solar observatory // *Solar Physics*. 2013. Vol. 288. P. 105-116.
12. *Sanetaka Okada et al.* Temperature analysis of solar prominences by multi-wavelength observations // *Publ. Astron. Soc. Japan*. 2020. 72 (5), 71(1-17)
13. <https://hitran.iao.ru/>

ON THE AMPLITUDE OF LONG-TERM VARIATIONS OF THE TOTAL SOLAR IRRADIANCE IN THE PAST

Ogurtsov M.G.^{1,2}

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

²*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

К ВОПРОСУ ОБ АМПЛИТУДЕ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ СУММАРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ПРОШЛОМ

Огурцов М.Г.^{1,2}

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

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-249-252>

Проведена оценка того, насколько надежно и точно современные реконструкции полной солнечной радиации (TSI) восстанавливают вековые вариации этой величины в прошлом. Прогноз долгосрочных изменений TSI в 1978–2015 гг. произведен на основе семи палеорекострукций, охватывающих последние 12–13 веков и закончившихся в 1978 г. Используемые реконструкции описывают долговременные вариации с амплитудой от $0,22 \text{ Вт} \times \text{м}^{-2}$ (малоизменчивость серия) до $2,36 \text{ Вт} \times \text{м}^{-2}$ (серия с высокой изменчивостью). Был использован нелинейный аналоговый метод прогнозирования, и результаты прогноза сравнивались с фактическими наблюдаемыми значениями. Было показано, что, хотя в целом наблюдаемые записи TSI лучше предсказываются реконструкциями с низкой изменчивостью, нельзя также исключать возможность того, что солнечная радиация испытывала значительные колебания в прошлом.

Introduction

Long-term changes in the total solar radiation – a factor that potentially affects the Earth's climate – are practically unknown. Instrumental measurements of this value began only in 1978. Reconstructions obtained by indirect methods vary greatly and show very different amplitudes of secular variations. They can be divided into low-variability (LV) and high-variability (HV) records (Connolly et al., 2021). But the question of which type of reconstruction – LV or HV – describes the long-term variations of TSI in the past more accurately remains open. Actually, how accurate are the estimates of TSI in the past? A major weakness of all such estimates is that their quality hardly can be assessed through their direct comparison to the observations. In present work it was performed examination of which type of TSI reconstructions is preferable – low-variability or high-variability. To solve this problem, the following algorithm was applied: (a) forecasts of TSI changes in 1979–2015 were made using various types of reconstructions as an information bank (see Ogurtsov (2009)); (b) results of the forecasts were compared with the real, instrumentally measured TSI; (c) evaluation of which type of reconstructions predicts the real TSI more accurately and reliably was performed. In the present work it were used the sev-

en TSI proxy records – the time series of [1–7]. The amplitude of the secular variation ΔTSI was taken as the standard deviation of the corresponding series. Reconstructions with $\Delta\text{TSI} < 1.0 \text{ W}\times\text{m}^{-2}$ [2, 4, 6, 7] were considered as LV series and records with $\Delta\text{TSI} > 1.0 \text{ W}\times\text{m}^{-2}$ [1, 3, 5] were considered as HV series.

Results

The two most up-to-date composite series of experimentally measured TSI was obtained by Dudok de Wit et al. [8]. This composite data set has two versions – the first version was based on the original TSI records (TSIU) and the second includes some instrumental corrections (TSIC). Both these composites are shown in Figure 1.

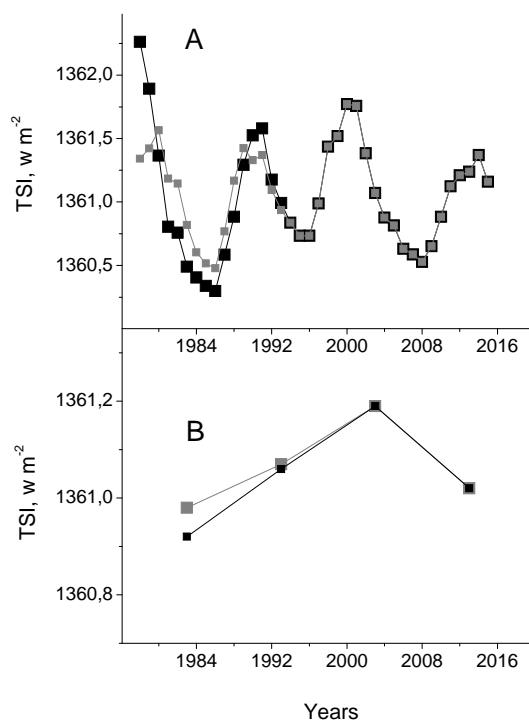


Fig. 1. A – annually interpolated TSI composites [8]. Black line – uncorrected version (TSIU); gray line – corrected version (TSIC); B – ten year averages of TSI. Black line – TSIU, gray line – TSIC.

Figure 1A shows yearly averages and Figure 1B shows ten year averages (mean values over 1978–1987, 1988–1997, 1997–2007, 2007–2015). All TSI reconstructions were normalized so that their value at the end point (1978) coincided with the corresponding value of the observed TSI averaged over decades. Thus, TSI reconstructions consisting of 115–129 points and instrumental data consisting of four points (1983, 1993, 2003, 2013) were used in analysis. Forecast of long-term changes in TSI in 1978–2015 (4 points) was produced using seven paleoreconstructions covering the last 12–13 centuries (115–129 points). The nonlinear forecasts were made using the method of analogs, suggested by Sugihara and May [9] and based on the reconstruction of the trajectory of the

dynamic system of the predicted series in a pseudo-phase space. All forecasts were made using the attractor dimension $d=3$ and seven nearest neighbors. For each prediction the forecast error was estimated as a standard deviation between the predicted and observed records. It were performed a number of simulations in each of which the surrogate series was constructed by adding a random value to each point in the forecasted record (1983–2013). Each random value was generated by Gaussian white noise with a standard deviation equal to the corresponding value of the prediction uncertainty. Then, the probability P of such surrogate series describe the experimental record i.e. that (a) the 1978–2015 mean value of the expected series will have a deviation from the mean experimental series of no more than $1 \text{ W}\times\text{m}^{-2}$ and (b) the predicted series will describe a trend similar to the observed one ($\text{TSI}_{\text{forc}}(1983) < \text{TSI}_{\text{forc}}(1993) < \text{TSI}_{\text{forc}}(2003) > \text{TSI}_{\text{forc}}(2013)$) was estimated. The results obtained are shown in Fig. 2.

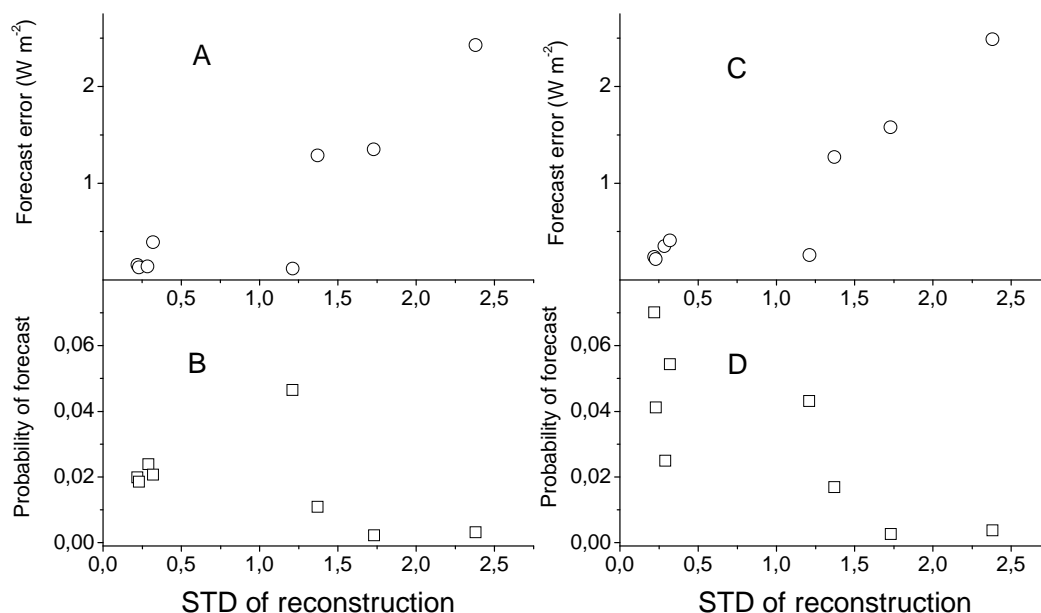


Fig. 2. Dependence of the quality of nonlinear predictions on STD of reconstructions. A – error of forecast made for TSIC; B – probability of forecast made for TSIC; C – error of forecast made for TSIU; D – probability of forecast made for TSIU.

Conclusion

The performed analysis, based on non-linear prediction, showed that:

(a) In general, the observed TSI records are better predicted by low variability reconstructions.

(b) On the other hand, the fairly reliable prediction was obtained for the TSIC record using HV reconstruction of Bard et al. (2000), which show rise of TSI by $3.6 \text{ W}\times\text{m}^{-2}$ after the Maunder minimum.

(c) All predictions obtained give a decreasing trend over the entire 40 years, which is in better agreement with the PMOD version of TSI.

However, the possibility that TSI has experienced more significant fluctuations in the past with amplitude of $1.2 \text{ W}\times\text{m}^{-2}$ (rise by $2.5 \text{ W}\times\text{m}^{-2}$ since the end of the Maunder minimum) cannot be ruled out either.

References

1. Bard, E., Raisbeck, G., Yiou, F., Jouzel, J. Solar irradiance during the last 1200 years based on cosmogenic nuclides // *Tellus B*. 2000. 52, 985
2. Delaygue, G., Bard, E. An Antarctic view of Beryllium-10 and solar activity for the past millennium // *Clim. Dyn.* 2011. 36, 2201.
3. Egorova, T., Schmutz, W., Rozanov, E. et al. Revised historical solar irradiance forcing // *Astron. Astrophys.* 2018. 615, A85.
4. Roth, R., Fortunat, J. A reconstruction of radiocarbon production and total solar irradiance from the Holocene ^{14}C and CO_2 records: Implications of data and model uncertainties // *Climate of the Past*. 2013. 9, 1879.
5. Shapiro, A.I., Schmutz, W., Rozanov, E. A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing // *Astron. Astrophys.* 2011. 529, A67.
6. Steinhilber, F., Abreu, J.A., Beer, J., Brunner, I., Christl, M. et al. // *Proc. Nat. Acad. Sci.* 2012. 109, 5967.
7. Wu, C.-J., Krivova, N.A., Solanki, S.K., Usoskin, I.G. Solar total and spectral irradiance reconstruction over the last 9000 year // *Astron. Astrophys.* 2018. 620, A120. 12.
8. Dudok de Wit, T., Kopp, G., Fröhlich, C., Schöll, M. Methodology to create a new total solar irradiance record: making a composite out of multiple data records // *Geophys. Res.* 2017.
9. Sugihara, G., May, R.M. Nonlinear forecasting as a way of distinguishing chaos from measurement error in time series // *Nature*. 1990. 344, 734.

АЛГОРИТМИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧИМЫХ ПРИЗНАКОВ ВСПЫШКИ КАК ИСТОЧНИКА СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОНОВ

Ожередов В.А., Струминский А.Б.

Институт космических исследований РАН, Москва

ALGORITHMIC REVEALING OF THE SIGNIFICANT FEATURES OF SOLAR PROTON FLARE

Ozheredov V.A., Struminsky A.B.

Space Research Institute of RAS, Moscow

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-253-256>

Previously [1], it has been proposed that certain scripts of the solar flares dynamics show Solar Proton (SP) acceleration. We will refer to these flares as SP-sources. The proposed scripts were related to the dynamics of the flare temperature, its radio emission and the kinetic energy of the accompanying Coronal Mass Ejection (CME). In this paper, we suggest a machine learning method to identify a set of flare features that maximizes the Bayesian probability that a flare is an SP-source. In the general case, this problem resembles the well-known “Knapsack Problem”, the solution of which is impossible in a time polynomially depending on the size of input data (NP-hardness). However, to find the approximate solution of this task we developed so-called “search for parallel intersections”. This approach cut off inappropriate branches of the brute-force search strategy that allows us to obtain a criterion that is satisfied by 80% of SP-sources and only 1.1% of non-SP flares.

Следуя идеологии статьи [2], будем искать критерии SP-источника в виде объединения пересечений пороговых условий:

$$D = \bigcup_{k \in K} a^k = \bigcup_{k \in K} \bigcap_{\alpha=1}^m \left(\begin{array}{l} \xi_{\alpha} \leq y_{\alpha}^k \\ \xi_{\alpha} \geq y_{\alpha}^k \end{array} \right) \quad (1)$$

Индекс k здесь нумерует элементарное решающее правило, срабатывающее при одновременном выполнении пороговых условий $\xi_{\alpha} \leq y_{\alpha}^k$ или $\xi_{\alpha} \geq y_{\alpha}^k$, где ξ_{α} – некоторый α -тый характерный признак вспышки, а y_{α}^k – его пороговое значение, поиск которого как раз и является задачей данной работы (понятно, что в общем случае порог зависит от номера рассматриваемого признака α и от индекса элементарного решающего правила k).

Немного необходимой для дальнейшего изложения терминологии. Радио-всплеском на заданной частоте мы будем называть событие, зафиксированное по данным RSTN (Radio Solar Telescope Network), радио-свином мы называем радио-всплески II-го и IV-го типа, как это отмечено в файлах YYYYMMDDEvents.txt [3]. Каждому событию на временной оси соответствует начальная t_{begin} и конечная точка t_{end} . Радио-всплески и радио-свины мы будем называть радио-событиями. Активной фазой вспышки мы называем максимальный по длине односвязный интервал, на котором температура превышает 12 МК. Будем говорить, что радио-событие на

интервале $[t_{begin}; t_{end}]$ относится к заданной вспышке, если этот интервал имеет непустое пересечение с ее активной фазой, см. рис. 1.

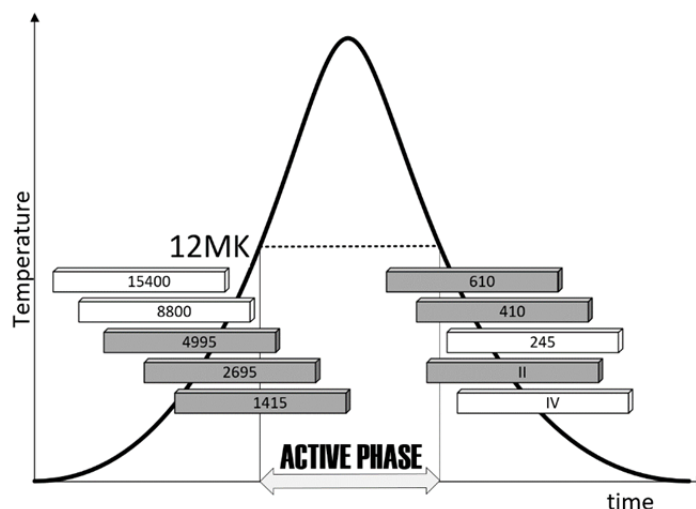


Рис. 1. Пересечение интервалов существования радио-событий с активной фазой вспышки. Признанные относящимися к вспышке радио-события помечены серым цветом.

Руководствуясь подходами статьи [1], в качестве характерных признаков вспышки для машинного обучения мы выбрали:

ξ_1 = число радио-всплесков на частотах 1415 МГц–15400 МГц, условно «красные» частоты;

ξ_2 = число радио-всплесков на частотах 245 МГц–610 МГц, условно «серые» частоты;

ξ_3 = наличие радиоизлучения II-IV-го типа безотносительно его типа.

Разумеется, перечисленные здесь радио-события должны относиться к заданной вспышке. Таким образом, у нас есть трехмерное пространство признаков, причем первый признак может принимать шесть значений, от 0 (нет соответствующих частот) до 5 (все частоты присутствуют), второй признак – четыре значения, от 0 до 3, и третий признак – два значения, поскольку это битовая величина. Таким образом, множество альтернатив

$$\Omega = \left\{ \omega^i \equiv \prod_{\alpha=1}^m (\xi_{\alpha} = x_{\alpha}^i) \right\} \quad (2)$$

содержит $2^{6 \cdot 4 \cdot 2} = 281\,474\,976\,710\,656$, то есть примерно триста миллиардов элементов, которые исчерпывают все мыслимые решающие правила.

Пусть C обозначает событие (в вероятностном смысле) «заданная вспышка является SP-источником», а D – некоторое решающее правило, т.е. событие «характерные признаки вспышки удовлетворяют объединению пересечений неравенств (1)». Понятно, что наилучшее решающее правило одновременно максимизирует как условную вероятность появления SP-источника при наличии признаков, заданных правилом D , так и ве-

роятность появления этих признаков при условии, что вспышка является SP-источником. Первое условие минимизирует false positive rate, т.е. вероятность принять обычную вспышку за SP-источник, а второе – false negative rate, или вероятность не распознать истинный SP-источник. По формуле Байеса

$$\begin{aligned}
 P(C|D) &= \frac{P(C \cap D)}{P(D)} = \frac{P(D \cap C)}{P(D \cap C) + P(D \cap \bar{C})} = \\
 &= \frac{1}{1 + \frac{P(D \cap \bar{C})}{P(D \cap C)}} = \frac{1}{1 + \frac{P(\bar{C}) P(D|\bar{C})}{P(C) P(D|C)}} = \frac{1}{1 + \gamma \frac{P(D|\bar{C})}{P(D|C)}}
 \end{aligned} \tag{3}$$

(здесь γ это не волнующий нас множитель, равный соотношению частот появления SP-источников и обычных вспышек, а горизонтальная черта над событием означает его *не*-появление). Поскольку, как видно из формулы (3), искомая вероятность монотонно растет с уменьшением обратного отношения правдоподобия $L^{-1}(D)$, будем иметь следующую оптимизационную задачу:

$$\begin{cases} L^{-1}(D) = \frac{P(D|\bar{C})}{P(D|C)} \rightarrow \min \\ P(D|C) \rightarrow \max \end{cases} \tag{4}$$

Проблема таким образом сводится к перебору всевозможных комбинаций альтернатив из Ω , см. формулу (2), что примерно соответствует известной задаче «knapsack problem» [4]: отправляясь в поход, необходимо набрать себе в рюкзак еды из холодильника, содержащего примерно триста миллиардов наименований продуктов (напомним, что примерно столько элементов содержит в себе множество 2^{Ω}), так, чтобы поход был минимально тяжелым и максимально сытным. Доказано, что эта задача является NP-трудной, т.е. алгоритмически неразрешимой за полиномиально зависящее от входных данных время – отсюда NP = Non-deterministic Polynomial.

Мы показали, что существует упорядочение альтернатив из множества (2)

$$\omega^{(1)}, \omega^{(2)}, \dots, \omega^{(6.4.2)} \tag{5}$$

такое, что обратное правдоподобие от куска «вариационного» ряда (5)

$$f(n) \equiv L^{-1} \left(\bigcup_{i=1}^n \omega^{(i)} \right)$$

– монотонная, но при этом медленно растущая функция. Это означает возможность поиска пороговых решающих правил d^k , см. формулу (1), при помощи итеративного алгоритма, который мы назвали методом параллельных пересечений. Заметим, что пороговых решающих правил достаточно немного: если переменная ξ_{α} принимает всего m значений, то поро-

говых правил только лишь с ее участием насчитывается $2m - 1$, откуда следует, что общее число участвующих в задаче пороговых решающих правил равно $(2 \cdot 6 - 1) (2 \cdot 4 - 1) (2 \cdot 2 - 1) = 231$. Отсюда вытекает возможность итеративного объединения пороговых решающих правил, где на каждой итерации I отбираются такие $d^k(I)$, объединение которых полностью покрывает кусок вариационного ряда

$$\bigcup_{i=1}^I \omega^{(i)}$$

При этом false positive rate будет расти, а false negative rate – уменьшаться, и алгоритм следует остановить, когда false positive rate превысит заранее определенную величину, например, 1%.

Мы получили список SP-источников, сопоставив вспышки из таблицы [5] со списком ~180 000 электромагнитных событий из базы данных [3]. Применяв описанный выше алгоритм, мы получили решающее правило:

если в активной фазе имеется не менее 2 красных частот, не менее 3 серых частот **и** есть излучение II-IV типа,

или не менее 4 красных частот, не менее 1 серой частоты **и** есть излучение II-IV типа,

или не менее 5 красных частот **и** не менее 2 серых частот,

то вспышка скорее всего сгенерирует протонное событие.

Из 55-ти принявших участие в эксперименте протонных событий правильно классифицировано 80%, а из ~27 000 обыкновенных вспышек неправильно классифицированы 1.1%. Средняя энергия протонов, вычисленная по данным каталога [6], из правильно классифицированных SP-источников равна 441 МэВ, а неправильно классифицированных – 136 MeV. При этом ручной анализ неправильно классифицированных SP-источников показал, что добавление к пространству признаков еще одной переменной – скорости сопровождающего вспышку коронального выброса массы >900 км/с, позволяет свести false negative rate к нулю.

Литература

1. Струминский А.Б., Садовский А.М., Григорьева И.Ю. Критерии для предсказания протонных событий по солнечным наблюдениям в реальном времени // По материалам симпозиума Прогноз-2023, ИЗМИРАН, подана в редакцию G&A, 2023.
2. Swalwell B., S. Dalla, R.W. Walsh. Solar Energetic Particle Forecasting Algorithms and Associated False Alarms // Solar Physics, 2017
3. База данных по электромагнитным событиям:
https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/
4. Описание задачи о рюкзаке: https://en.wikipedia.org/wiki/Knapsack_problem
5. Список SP-источников по версии NASA: <https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>
6. Ссылка на каталог SP-источников по версии НИИЯФ:
https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf

ОЦЕНКИ ВРЕМЕНИ СТАРТА И ПОСТ-ЭРУПТИВНОГО УСКОРЕНИЯ КВМ 17, 24, 25 И 28 ФЕВРАЛЯ 2023

Ожередов В.А., Струминский А.Б.

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

ESTIMATES OF THE LAUNCH MOMENTS AND POST-ERUPTIVE ACCELERATION FOR CME's ON FEB 17, 24, 25 & 28, 2023

Ozheredov V.A., Struminsky A.B.

Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-257-260>

Scripts of the evolution of the kinematic characteristics of coronal mass ejections (CMEs) may dramatically differ from simple standard models. These differences are based on quite “nontrivial effects” that cannot be identified using rough estimates based on the standard approximation of the CME position dependence on time called LP-model. The situation is aggravated by the non-working aperture C1 of the LASCO coronagraph and, as a consequence, the large uncertainty of CME launch moment using the standard approximation model. We have developed a more detailed model of the temporal dependence of the CME height, hereafter referred to as the PB-model. Both models provide testable consequences, namely methods for interval estimates of the CME launch time. In this work, we show that the application of the interval PB-estimate to some events in February 2023 that recently have been considered in paper [1]: 2023.02.17, 2023.02.24, 2023.02.25 and 2023.02.28, gives more plausible results in terms of the location of the CME launch moments with respect to the sharp rises of temperature and intensity of radio emission above the background. Some interesting features of the CME behavior in these events were also revealed.

В статье [1] рассмотрены солнечные вспышки второй половины февраля 2023 года, однако сопровождавшие их КВМ подробно не исследовались. Целью данной работы является применение методов, изложенных в статье [2], для оценки кинематических характеристик этих СМЕ. В настоящее время основным прибором для наблюдения КВМ является коронограф LASCO [3], из которого, собственно, и берутся данные для обучения всех моделей зависимости положения КВМ от времени, поэтому стандартной прото-моделью является движение с постоянной скоростью [4]. Стандартная модель описана в статье [5]: она наследует линейную прото-модель [4], однако уже учитывает импульсную фазу ускорения КВМ. Эту модель будем обозначать буквами LP (Linear-Polynomial). Модель в статье [2] более детализирована, так как учитывает еще и переменное ускорение в пост-эруптивной фазе. Эту модель мы обозначаем как PB (Polynomial-Ballistic). Активной фазой вспышки мы будем называть максимальный по длине односвязный интервал, на котором температура выше 12МК. Согласно представлениям работы [1], в активной фазе вспышки ускоряются солнечные протоны, если наблюдается радиоизлучение на частотах 245–

15400 МГц (RSTN – Radio Solar Telescope Network), отмеченное в файле YYYUUMMDDEvents.txt [3], и жесткое рентгеновское излучение (HXR).

При сопоставлении результатов аппроксимации зависимости положения КВМ от времени в рамках LP- и PB-моделей и вытекающих из них оценок времени старта мы использовали критерий пересечения фазы импульсного ускорения КВМ с активной фазой вспышки (далее – критерий пересечения фаз). Чем меньше аппроксимация удовлетворяет критерию пересечения фаз, тем, по нашим представлениям, она хуже. Для 4-х исследуемых событий получены результаты, показанные на рис. 1–4.

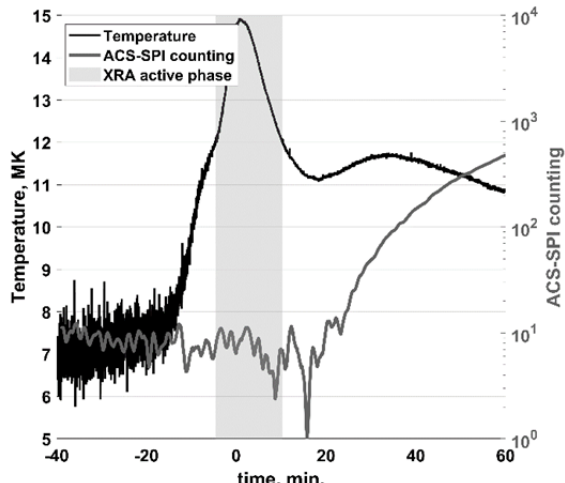
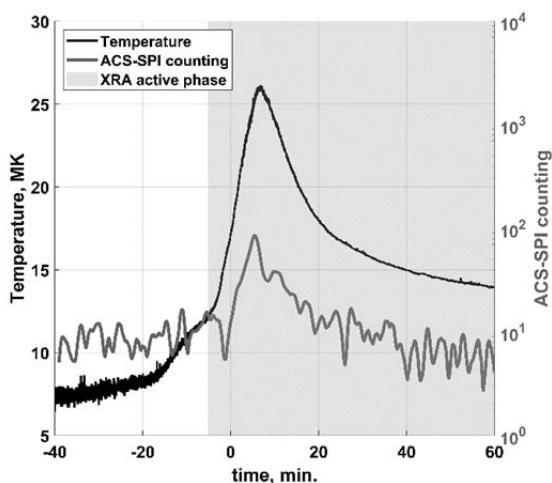
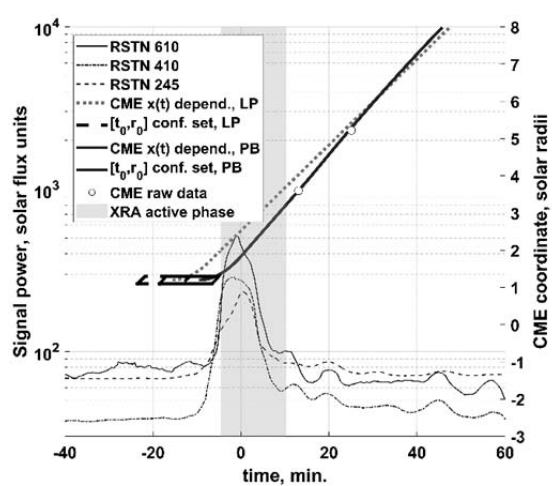
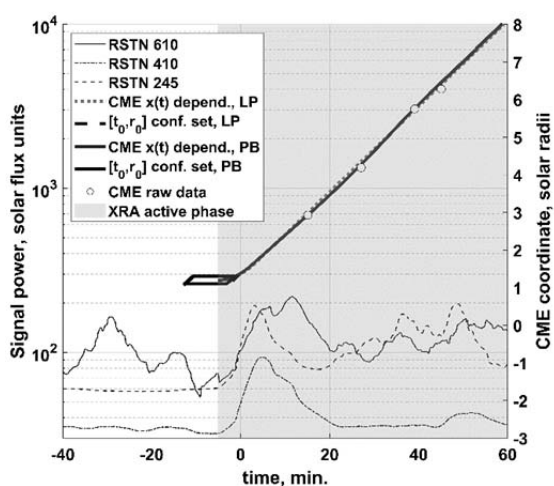


Рис. 1. Событие от 17 февраля 2023 года. Рис. 2. Событие от 24 февраля 2023 года.

Верхние панели демонстрируют наложение LP- и PB-аппроксимации на график интенсивности радиоизлучения на частотах 245–610 МГц, нижние панели показывают наложение временных профилей температуры и HXR >100 кэВ по данным ACS SPI (Anti-Coincidence Shield of the Spectrometer onboard INTEGRAL) [6]. Во время солнечных событий детектор ACS SPI регистрирует первичное и вторичное жесткое рентгеновское излучение. Монотонное возрастание темпа счета ASC SPI спустя более 10-ти

минут после начала солнечного HXR вызвано приходом солнечных протонов (вторичные HXR).

В событии 17 февраля 2023 года (рис. 1) мы видим, что LP- и PB-модели дают один и тот же результат. Момент старта КВМ приходится на начало активной фазы вспышки и на перегиб графика температуры, сигнализирующий об изменении условий нагрева. В событии 24 февраля 2023 года (рис. 2) оценка LP-модели «промахивается» мимо правдоподобного значения времени старта КВМ, так как фаза его ускорения в рамках LP-модели находится перед активной фазой вспышки (верхняя панель), а в рамках же PB-модели активная фаза вспышки включает фазу ускорения КВМ.

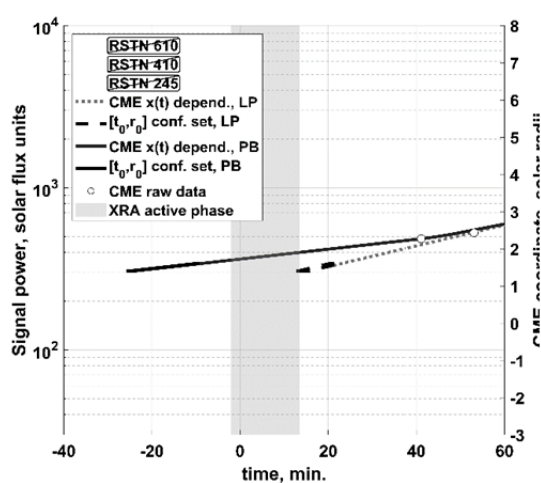
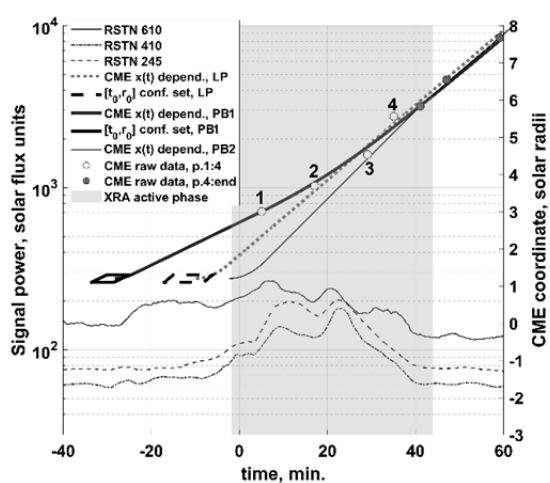


Рис. 3. Событие от 25 февраля 2023 года.

Рис. 4. Событие от 28 февраля 2023 года.

Для события 25 февраля 2023 года (рис. 3), помимо LP- и PB-аппроксимации (PB1, толстая кривая), представлена PB-модель без первых четырех положений КВМ (PB2, тонкая кривая). Видно, что LP-модель промахивается мимо данных LASCO. Точечная оценка времени старта КВМ в рамках аппроксимации PB2 совпадает с началом активной фазы

вспышки, т.е. в данном случае срабатывает критерий пересечения фаз. Анализ кривых РВ1 и РВ2, по всей видимости, показывает, что точки 1–2 соответствуют медленному КВМ, которого догоняет быстрый КВМ (точки 3–4), ускоренный вблизи максимума температуры. Это яркий пример процесса каннибализации, см. [6].

Событие 28 февраля 2023 года на рис. 4 – это пример медленного КВМ, который никогда не выйдет в межпланетное пространство. Он не мог быть порожден вспышкой вследствие ее развития на малых высотах. На это указывает также отсутствие радио-всплесков на частотах <1415 МГц, как это обсуждалось в работе [1].

Заметим, что в рамках концепции статьи [5], время старта КВМ совпадает с началом роста мягкого рентгена, которое в свою очередь приходится на перегиб графика температуры (нижняя панель всех рисунков). Совпадение точки перегиба, которая связана с началом роста меры эмиссии, что означает приток дополнительного вещества в процесс, и начала активной фазы вспышки достоверно указывают на момент старта КВМ. Это особенно ярко видно в событии 17 февраля 2023 года.

Таким образом, на примере событий второй половины февраля 2023 года показано, что полученные из РВ-модели оценки времени старта КВМ более правдоподобны по критерию пересечения фаз, чем оценки в рамках стандартной LP-модели. Для события 25 февраля получены свидетельства последовательного ускорения двух КВМ и последующего поглощения быстрым КВМ медленного (процесс «каннибализации» [7]).

Литература

1. *Струминский А.Б., Садовский А.М., Григорьева И.Ю.* Источники солнечных протонов в событиях 24-25 февраля и 16-17 июля 2023 года // Косм. исслед., принято в печать, 2023
2. *Ожередов В.А., Струминский А.Б., Григорьева И.Ю.* Статистическая модель ускорения КВМ // G&A, принято в печать, 2023
3. Каталог данных LASCO: https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/
4. Описание процедуры линейной аппроксимации на сайте LASCO: https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/catalog_description.htm
5. *Aschwanden M.J.* Global Energetics in Solar Flares. XIII. <https://arxiv.org/pdf/2112.07759.pdf>
6. Данные по антисовпадатальной защите спектрометра на Integral: <http://isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacs-ipnlc.pl>
7. *Gopalswamy, N., Kaiser, M., Yashiro, S. et al.* CME Cannibalism and Long-wavelength Radio Emission During the October-November 2003 Storms // American Geophysical Union. Spring Meeting 2004, abstract id. SH51A-07, 2004

СПЕКТРЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ИСТОЧНИКОВ НАД ПЯТНАМИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600

**Опейкина Л.В.¹, Петерова Н.Г.², Топчило Н.А.³,
Абрамов-Максимов В.Е.⁴**

¹*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

²*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

⁴*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

SPECTRA OF MICROWAVE SOURCES ABOVE THE SPOTS ACCORDING TO OBSERVATIONS ON RATAN-600

**Opeikina L.V.¹, Peterova N.G.², Topchilo N.A.³,
Abramov-Maximov V.E.⁴**

¹*Special astrophysical observatory RAS, Nizhniy Arkhyz, Russia*

²*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

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

⁴*Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-261-264>

The flux density spectra of sunspot-associated sources were obtained by observations on RATAN-600 in the range of 1.8–10 cm and their spectral index were estimated. Spectral index was used to measure the magnitude of the magnetic field on the level of base of transition region. The result of the magnetic field measurement and analysis of the flux density spectra showed on the a discrepancy between the observed characteristics of sunspot-associated sources and the simplified radiation model according to which only the 3rd harmonic for extraordinary wave and 2nd for ordinary one are taken into account.

Основные наблюдательные характеристики микроволновых источников над солнечными пятнами хорошо изучены, и модель их излучения надежно установлена [1]. Тем не менее, имеются параметры пятенных источников, информации о которых мало. К таким параметрам относится спектральный индекс и его зависимость от длины волны. Мы рассмотрели спектральный индекс для спектров плотности потока и использовали его для оценки магнитного поля в переходной области между хромосферой и короной. Также мы приводим дополнительную информацию об обнаруженном в нашей и ряде других работ несоответствии наблюдаемых спектров упрощенной модели излучения, согласно которой необыкновенная (e) мода излучения генерируется на 3-й гармонике гирочастоты, а обыкновенная (o) – на 2-й. Это упрощение часто используется при интерпретации наблюдений, в частности, в методах оценки магнитного поля.

В работе мы использовали сканы радиоизлучения Солнца, полученные на РАТАН-600 в штатном режиме наблюдений в диапазоне частот 3–18 ГГц со спектральным разрешением $\Delta f/f \sim 1\%$. Выбранные для анализа

активные области перечислены в таблице. Все они, за исключением NOAA 12674, имели униполярную структуру. В 12674 рассматривалось головное пятно, наибольшее в группе. Заметной вспышечной активности во время наблюдений в выбранных активных областях не было.

Для получения спектров плотности потока F применялся стандартный алгоритм обработки солнечных сканов [2]. Наблюдаемые спектры аппроксимировались полиномами. Спектральный индекс вычислялся по формуле $n = d(\lg F)/d(\lg \lambda)$, где в качестве F использовались аппроксимирующие полиномы. Спектры и спектральные индексы для пятен в активных областях NOAA 11312 и 12526 показаны на рисунке 1. Кривые для остальных пятен ведут себя похожим образом.

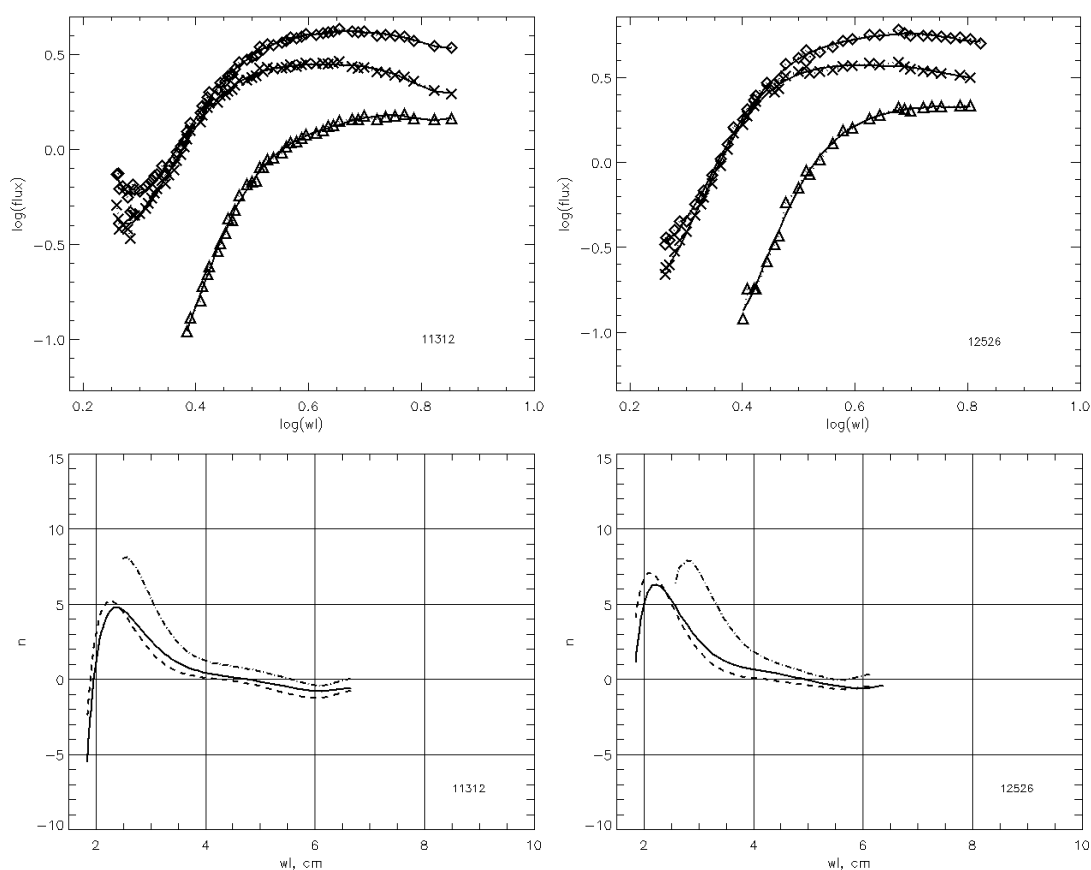


Рис. 1. В верхнем ряду приведены спектры, в нижнем – спектральные индексы. Наблюдаемые отсчеты спектров показаны символами: \diamond – параметр Стокса I, \times – е-мода, Δ – о-мода, сплошными линиями – аппроксимация спектров полиномами. Спектральные индексы для I показаны сплошной линией, для е-моды – штриховой, для о-моды – штрих-пунктирной.

Можно показать, что для упрощенной модели циклотронного излучения над пятнами спектральный индекс для каждой из нормальных мод определяется формулой $n = ((dT/dh)/T) * (B/(dB/dh)) - 2$, где T , B , h – температура, магнитное поле и высота в атмосфере над пятном [3]. Расчет зависимости n от высоты для дипольного распределения B и распределения T с

почти "скачкообразным" изменением температуры в переходной области показан на рис. 2. Максимум спектрального индекса в этом случае находится в основании переходной области. По положению максимума на наблюдаемых кривых можно оценить магнитное поле. Такие оценки для рассмотренных пятен приведены в таблице.

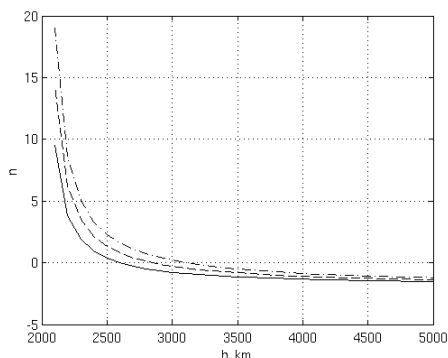


Рис. 2. Модель спектрального индекса для разной глубины погружения диполя.

Таблица. Магнитное поле, определенное по максимуму спектрального индекса.

NOAA	11312	11899	12526	12670	12674	12738
B3, Гс	1590	>2050	1680	1550	1790	1930
B2, Гс	2090	>2680	1930	1960	2190	2060

Из таблицы видно, что поля, определенные по максимуму спектрального индекса обыкновенной (B2) и необыкновенной (B3) моды, в большинстве случаев различаются. Расхождение между полями, определенными по 2-й и 3-й гармоникам было замечено ранее в работе [4]. Рассмотрим, как проявляется это расхождение на кривых зависимости F и $F \cdot \lambda^2$ от магнитного поля, построенных в предположениях упрощенной модели. Примеры таких кривых приведены на рис. 3. Учитывая, что при одинаковом B излучение идет из одного и того же слоя атмосферы, где яркостная температура и размер источника в обеих модах примерно равны, можно было ожидать, что плотность потока e -моды будет везде превышать плотность потока o -моды, а кривые параметра $F \cdot \lambda^2$ – совпадать. Однако для всех исследованных нами пятенных радиоисточников оба параметра показывают избыток o -моды, причем максимальное поле для o -моды во всех случаях оказывается заметно больше.

В работе [4] было сделано предположение, что расхождение в оценке поля по 2-й и 3-й гармоникам связано с тем, что на коротких волнах значительный вклад в обыкновенную моду вносит излучение гироуровня, соответствующего 3-й гармонике гирочастоты. У плотности потока F избыток o -моды виден только на коротких волнах, что на качественном уровне согласуется с этим предположением. Величина максимального поля o -моды также не противоречит предположению о вкладе 3-й гармоники, так как отличается от B3 не более чем в 1.5 раза. Однако для $F \cdot \lambda^2$ избыток o -моды

наблюдается почти во всем диапазоне длин волн, что сложнее объяснить вкладом 3-й гармоники.

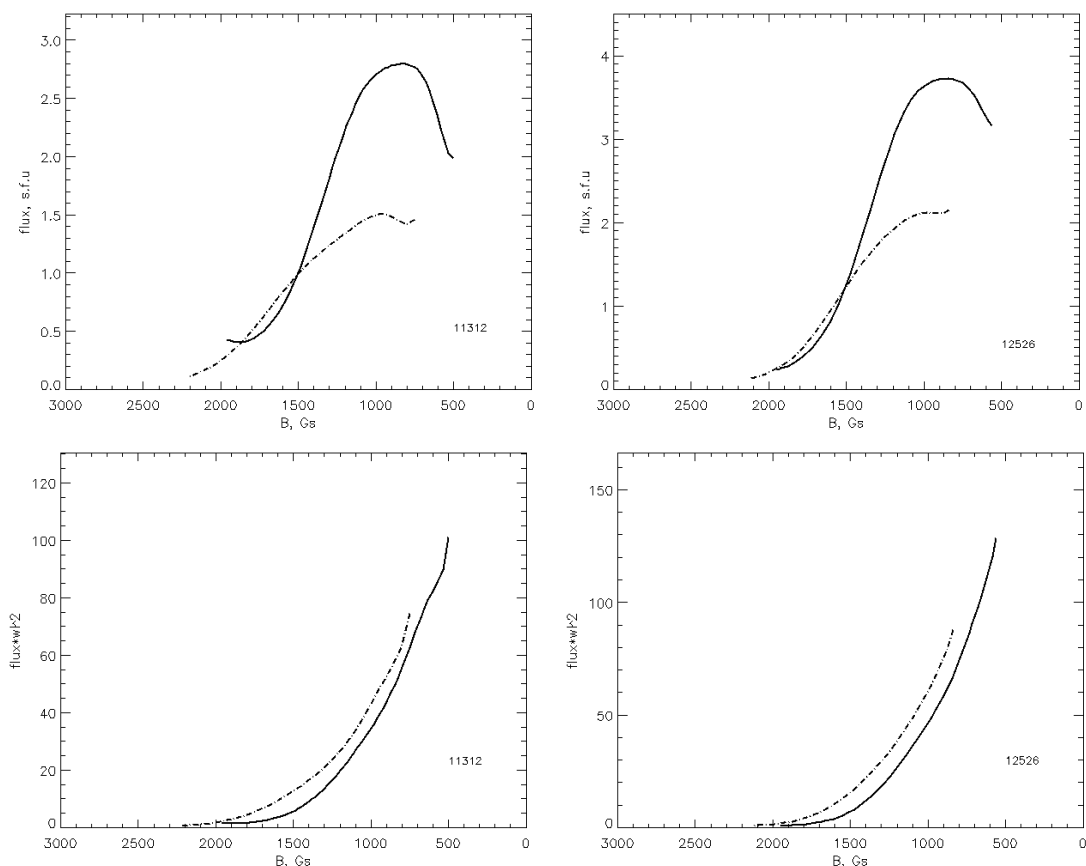


Рис. 3. Зависимость F и $F*\lambda^2$ от магнитного поля для упрощенной модели пятенного радиоизлучения. Сплошными линиями показана е-мода, штрих-пунктиром – о-мода.

Таким образом, спектры рассмотренных нами пятен нельзя объяснить упрощенной моделью излучения. Возможно, неверно предположение о равенстве размеров источника о- и е-моды, излучаемых одним и тем же слоем атмосферы. Однако только различием размеров объяснить разницу в величинах максимального поля для о- и е- мод нельзя. Для выяснения причины расхождения результатов наблюдений с упрощенной моделью, необходимо дальнейшее изучение обнаруженных особенностей как по наблюдениям, так и с помощью компьютерного моделирования излучения.

Литература

1. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. – М.: Наука. 1964.
2. Ахмедов Ш.Б. и др. // Астрофиз. исслед. (Известия САО), 1987, т. 25, с.105.
3. Шейнер О.А. и др. // Изв. ВУЗов, Радиопизика, 1979, т.22(9), с.1042.
4. Yasnov L.V. et al. // Astrophysical Bulletin, 2020, v.75(1), p.50.

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОЙ ПЛОЩАДИ МЕДЛЕННО ЗАТУХАЮЩИХ УНИПОЛЯРНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Плотников А.А., Куценко А.С., Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Россия

ESTIMATION OF THE MAXIMAL AREA OF SLOW-DECAYING UNIPOLAR ACTIVE REGIONS

Plotnikov A.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I.

Crimean astrophysical observatory RAS, Nauchny, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-265-268>

We estimated the maximal area and the decay duration for several slow-decaying unipolar active regions in the framework of the turbulent erosion model. The estimations result in inadequate values: the estimated lifetime exceeds several years in some cases. We conclude the turbulent erosion to be not the only mechanism responsible for the decay. There must be additional conditions suppressing the decay process.

В предыдущей работе [1] нами была выделена подгруппа солнечных активных областей (АО), имеющих аномально низкую (на порядок ниже) скорость затухания магнитного потока относительно общей степенной зависимости.

Одной из используемых в настоящее время теорий о механизме затухания активных областей является т.н. «турбулентная эрозия» [2]. Основная ее идея заключается в том, что турбулентная вязкость становится значительно выше в сильных магнитных полях, и внутри магнитных трубок турбулентные движения практически подавлены. Это приводит к тому, что основную роль в разрушении магнитной трубки играет эрозия плазмой внешней границы.

Следствием этого является параболический закон затухания (потери площади). Скорость затухания при этом должна снижаться по мере уменьшения площади трубки. В таком случае можно предположить, что АО с аномально низкой скоростью затухания являются остатками каких-либо крупных АО после одного или нескольких солнечных оборотов.

Уравнения турбулентной эрозии ([2]) гласят, что скорость движения границы магнитной трубки (т.е. скорость уменьшения радиуса) не меняется во время затухания. Эта скорость задается начальными условиями, такими, как начальный радиус трубки и напряженность магнитного поля в ее центре:

$$w \sim \frac{B_e v_0}{B_0 r_0}.$$

Здесь B_e и v_0 – магнитное поле «среза» и коэффициент турбулентная диффузии (параметры модели), B_0 – интенсивность магнитного поля в центре трубки и r_0 – радиус магнитной трубки в начале процесса затухания.

Используя это уравнение, мы можем оценить начальные размеры АО. Оценка будет сильно зависеть от выбранных параметров модели, однако этого можно избежать, сравнивая скорость w для двух разных АО. Если выбрать одну АО в качестве «референсной», то получаем:

$$r_0 \sim r_{0ref} \frac{B_{0ref} w_{ref}}{B_0 w}. \quad (1)$$

Время до полного исчезновения трубки можно оценить как:

$$T = \frac{r_0}{w}. \quad (2)$$

Для данной работы мы выбрали 6 АО с достаточно близкими значениями площади и магнитного потока. Скорость затухания же для них различается весьма сильно (см. таблицу 1). Мы попытались проверить предположение о том, что медленно затухающие области являются остатками крупных АО, затухающих достаточно долгое время.

Были использованы данные SDO/HMI в формате SHARP-CEA с временным интервалом в 1 час.

В каждой магнитограмме выделялись пиксели с напряженностью радиальной компоненты магнитного поля выше порогового значения в 600 Гс. Далее выделялась односвязная группа пикселей с наибольшей площадью (количеством пикселей). Данная группа пикселей и изучалась в качестве «магнитной трубки». Подобный подход позволяет проводить анализ только стабильно затухающих активных областей с ярко выраженным дисбалансом магнитного потока, поэтому были выбраны униполярные АО, затухающие без расщепления элементов на части и без «ярких мостов».

Так как величина w является скоростью уменьшения радиуса магнитного элемента, то она может быть вычислена сопоставлением периметра P и скорости убывания площади A :

$$\dot{A} = -w P$$

Для того чтобы избежать дифференцирования зашумленной величины, уравнение может быть преобразовано:

$$\Delta A = -w \int_0^t P dt$$

Таким образом, величина w может быть оценена из наблюдений.

Таблица 1 содержит параметры, полученные из наблюдений для 6 униполярных активных областей. Заметно, что скорости затухания, DR , различаются почти на порядок, в то время как максимальные площадь и периметр не варьируются так сильно.

Таблица 1.

NOAA №	A_0 , мдп	DR, 10^{-2} мдп/ч	w, км/ч	P_0 , 10^4 км
12246	66.78	2.5	1.43	6.26
12533	86.18	3.65	1.76	6.69
11591	96.05	6.97	2.69	8.15
11809	41.12	9.70	6.98	5.22
11649	66.45	10.0	5.79	6.23
12348	77.63	12.63	5.12	6.55

Таблица 2.

NOAA №	Ref. AR 12348		Ref. AR 11649		Ref. AR 11809	
	A_0 , мдп	T, дн	A_0 , мдп	T, дн	A_0 , мдп	T, дн
12246	853	837	895	858	803	813
12533	463	501	486	513	437	487
11591	162	194	170	199	153	189
11809	44	38.79	46	39.74		
11649	63	56.33			60	54.68
12348			81	72.25	73	68.47

Таблица 2 содержит параметры (максимальная площадь и продолжительность затухания), вычисленные по формулам 1 и 2. Особо выделяются оцененные величины для медленно затухающих активных областей. Так, АО 12246 должна была существовать более 2 лет для того, чтобы продемонстрировать такую низкую скорость затухания. Подобные неадекватно высокие величины говорят о том, что простого приложения модели турбу-

лентной эрозии недостаточно для объяснения существования медленно затухающих АО. Требуется некий дополнительный механизм, затрудняющий потерю магнитного потока подобными АО.

Литература

1. Plotnikov A., Abramenko V., Kutsenko A. // MNRAS, 2023, V. 521, I. 2, p. 2187
2. Petrovay, K., Moreno-Insertis, F. // ApJ, 1997, V. 485, I.1, p. 398

**СВЯЗЬ ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
С ПАРАМЕТРАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И МАГНИТОСФЕРЫ
ВО ВРЕМЯ БУРИ 9–10 НОЯБРЯ 2004 г.:
АНАЛИЗ ЭФФЕКТОВ ГИСТЕРЕЗИСА**

Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.

Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

**THE RELATIONSHIP OF COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITY WITH
SOLAR WIND AND MAGNETOSPHERIC PARAMETERS DURING
THE STORM OF NOVEMBER 9–10, 2004:
ANALYSIS OF HYSTERESIS EFFECTS**

Ptitsyna N.G., Danilova O.A., Tyasto M.I.

St. Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-269-272>

We calculated variations in the cosmic ray cutoff rigidity ΔR during a two-stage geomagnetic storm on November 9–10, 2004. We found that the trajectory of ΔR , i.e., the values that take ΔR depending on the parameters under study, during the main phase of each stage of the storm does not coincide with the trajectory in the recovery phases. This is a sign of hysteresis. The features of hysteresis loops for the relationships between ΔR and geomagnetic indices, dynamic and magnetic parameters of the solar wind for the studied geomagnetic disturbance were investigated. In particular, the configuration of two loops similar to those characteristics of dielectric hysteresis was found.

1. Введение

Геомагнитный порог или жесткость R геомагнитного обрезания — это жесткость, ниже которой поток частиц обрезан из-за геомагнитного экранирования, которое увеличивается во время магнитных бурь. Одной из наиболее сильных бурь с начала космической эры считается возмущенный период 7–10 ноября 2004 г., состоящий из двух последовательных бурь 7–8 и 9–10 ноября. В свою очередь, вторая буря состоит из двух понижений Dst , 9 и 10 ноября, т.е. из двух ступеней. В работе [1] найдено, что во время первой бури 7–8 ноября 2004 г. на ее разных фазах наблюдается неодинаковая зависимость ΔR от параметров солнечного ветра СВ и межпланетного магнитного поля ММП. Траектории ΔR в зависимости от исследуемых параметров на фазе интенсификации бури (развитие токовых систем) не совпадали с траекториями на восстановительной фазе (распад токовых систем), что является признаком гистерезиса.

Предметом данного исследования являются особенности зависимостей между ΔR и параметрами гелио- и геомагнитосферы при эволюции второй двуступенчатой бури 9–10 ноября 2004 г.

2. Метод и данные

Рассчитаны эффективные вертикальные геомагнитные пороги R стандартным методом прослеживания траекторий частиц КЛ в магнитном поле магнитосферы, которая описывается моделью $Ts01$ [2]. Вариации ΔR во время бури вычислены для станций: Токио (35.75° N, 139.72° E), Алматы (43.20° N, 76.94° E), Рим (41.90° N, 12.52° E), Иркутск (52.47° N, 104.03° E), Москва (55.47° N, 37.32° E) и Хобарт (42.90° S, 147.33° E).

Параметры СВ (плотность N , скорость V , давление P), ММП (полное поле B , компоненты Bz и B_y , а также азимутальная компонента электрического поля E_y), индексе геомагнитной активности Dst взяты на сайте <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>

3. Двуступенчатая буря 9–10 ноября 2004 г. и вариации геомагнитных порогов

На рис. 1а приведены ΔR , на рис. 1б–з — исследуемые параметры. Главная фаза бури началась в 12:00 UT 9 ноября. При этом главная фаза состояла из двух ступеней, из двух падений Dst , которое достигло первого минимума в 21:00 UT 9 ноября ($Dst = -223$ нТл) и затем, после некоторой релаксации произошел следующий более глубокий минимум ($Dst = -289$ нТл) в 11:00 UT 10 ноября. Восстановительная фаза началась в 12:00 UT.

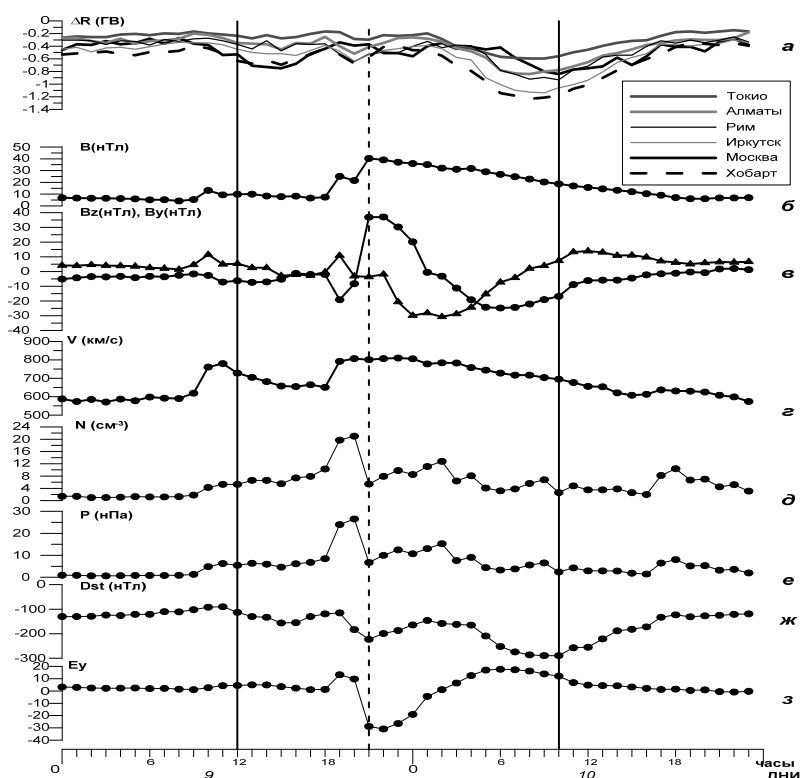


Рис. 1.

На рисунке 1 вертикальными линиями отмечена главная фаза бури 9–10 ноября, штриховой линией — конец главной фазы первой ступеней.

Первое понижение Dst (первая ступень бури) вызвано необычно большим скачком $Bz > 0$ в течение 4 часов. Затем ориентация Bz резко меняется с северной на южную. Длительное $Bz < 0$ обуславливает вторую ступень бури. Видно, что кривые ΔR в целом повторяют поведение Dst , показывая два падения порогов, которые можно соотнести с минимумами Dst , что говорит об основном вкладе кольцевого тока. Максимальные понижения геомагнитных порогов ΔR (0.6–1.24 ГВ) достигаются для разных станций за 1–2 часа до максимума второй ступени геомагнитной бури (минимум Dst).

4. Гистерезис

На рисунке 2а–е приведены диаграммы зависимости ΔR от одного из исследуемых параметров (Dst , B , Bz , B_y , E_y , P) для станции Москва. Открытые кружки соответствуют зависимости различных пар ΔR – параметр на главной и восстановительной фазах первой ступени бури, черные — второй ступени. Цифрами обозначены часы, отсчитываемые от начала бури. Точка 1 соответствует 12:00 UT 9 ноября.

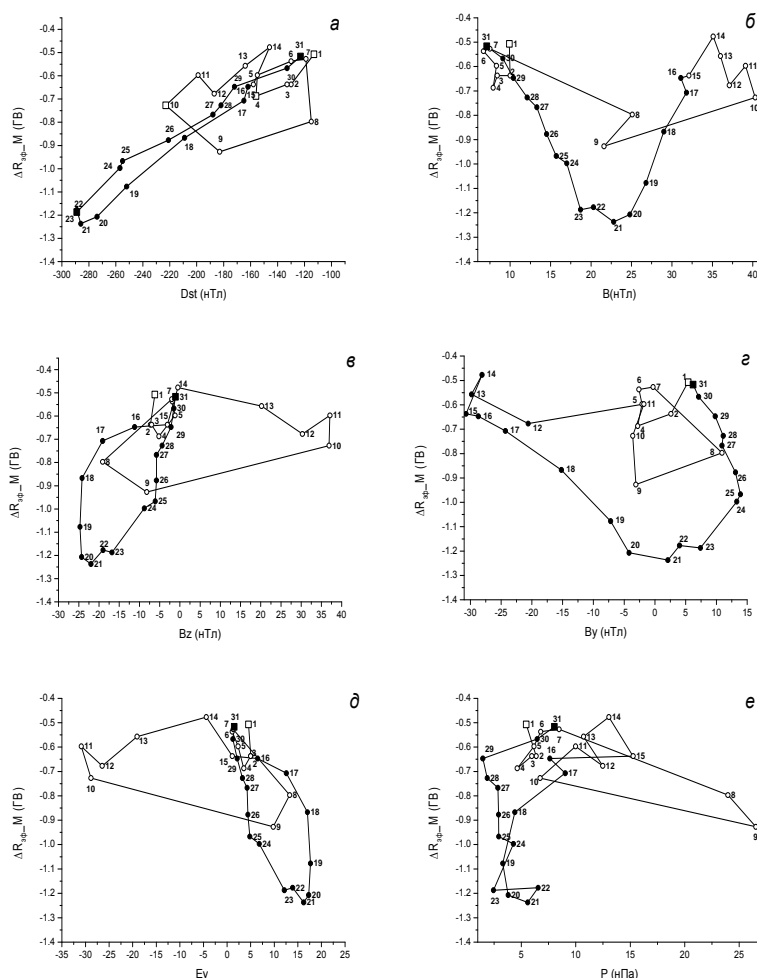


Рис. 2.

На рисунке 2а видно, что траектория ΔR , т.е. последовательные значения, которые принимает ΔR в зависимости от Dst , различны на фазах падения и восстановления для каждой ступени бури (два падения Dst). Такая неоднозначная зависимость является признаком гистерезиса. На главной фазе каждой ступени геомагнитный порог уменьшается, на восстановительной увеличивается — формируется своя петля гистерезиса для каждой ступени бури. Рисунки 2б–д демонстрируют, что кривые зависимости ΔR от электромагнитных параметров B , B_z , B_y и E_y также образуют две петли, по одной петле для каждой ступени.

На рис. 2е приведены петли гистерезиса для зависимости ΔR от P . Видно, что в этом случае кривые носят более запутанный множественный характер, формируя лишь подобие двух петель гистерезиса. Петли для динамических параметров СВ V и N аналогичны.

На панелях рис. 2 можно отметить дополнительную небольшую петлю, связанную с приходом ударной волны, инициировавшей магнитную бурю, что хорошо видно на временных вариациях ΔR на станции Москва (рис. 1а).

5. Выводы

В качестве отклика ΔR на изменение Dst и электромагнитных параметров B_z , B_y и E_y в течение двухступенчатой бури 9–10 ноября 2004 г. сформировалось две петли гистерезиса. Для динамических параметров СВ такой четкой картины не наблюдается. Образование двух и более петель характерно для диэлектрического гистерезиса и связано с тем, что под влиянием внешнего воздействия (электрического поля) происходит фазовый переход с перестройкой структуры сегнетоэлектрика. В нашем случае во время эволюции двух этапов магнитной бури происходит резкая смена ориентации B_z компоненты ММП, с северной на южную, что, по-видимому, можно трактовать как аналог фазового перехода. Неоднозначная зависимость ΔR от исследуемых параметров, которые изменяются циклически при развитии и последующей релаксации магнитосферных токовых систем на каждой ступени бури, ответственна за формирование наблюдаемых петель гистерезиса.

Литература

1. Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И. Явления гистерезиса в жесткости обрезания космических лучей во время супербури 7–8 ноября 2004 г. // Геомагнетизм и Аэронавигация. 2021. Т. 61. № 4.
2. Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. A8. P. 1179.

СРЕДНЕСРОЧНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Птицына Н.Г., Демина И.М.

Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

MIDTERM OSCILLATIONS IN SOLAR ACTIVITY AND GEOMAGNETIC FIELD VARIATIONS

Ptitsyna N.G., Demina I.M.

St. Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-273-276>

In solar activity, in addition to the 11-year Schwabe cycle, there are also shorter-period variations lying between 27 days and 11 years, which are called midterm. Using wavelet analysis, quasi-six-year oscillations in solar activity, expressed by the number of SN sunspots, were identified and the characteristics of these variations in 1750-2020 were investigated. Similar periodicities in the spectrum of the geomagnetic field secular variations were revealed on the basis of data from the Harland magnetic observatory. Possible causes of the 6-year cycle are discussed.

1. Введение

Спектральные пики в диапазоне ~5–6 лет неоднократно обнаруживались в различных индексах солнечной активности солнечной активности (СА), а также в некоторых параметрах магнитного поля Солнца [1, 2]. С другой стороны, существование таких ~6-летних квазипериодичностей подвергается сомнению. В частности, в работе [3] показано, что периодичность 5.5 лет не является реальной вариацией, а получается за счет увеличения мощности второй гармоники в спектре. Цель нашей работы – исследование ~6-летних периодичностей на основе данных о числе солнечных пятен и данных о вариациях компонент геомагнитного поля.

В качестве индекса СА (1700–2020) использованы сглаженные месячные значения числа солнечных пятен *SN* <http://www.sidc.be/silso/datafiles>. Для анализа геомагнитных вариаций – среднемесячные данные обс. Hartland (1930–2015) http://www.bcmt.fr/databank/world_monthly_means/data. В работе использовался вейвлет анализ на базе функции Морли.

2. Вейвлет анализ ряда солнечных пятен *SN* ($T \leq 20$ лет)

Для ряда *SN* был вычислен вейвлет спектр (рис. 1). На рис. 1 в 1750–2020 гг. видно достаточно стабильное присутствие ~6-летнего цикла. В минимуме Дальтона (1800 г.) заметно удлинение периодов.

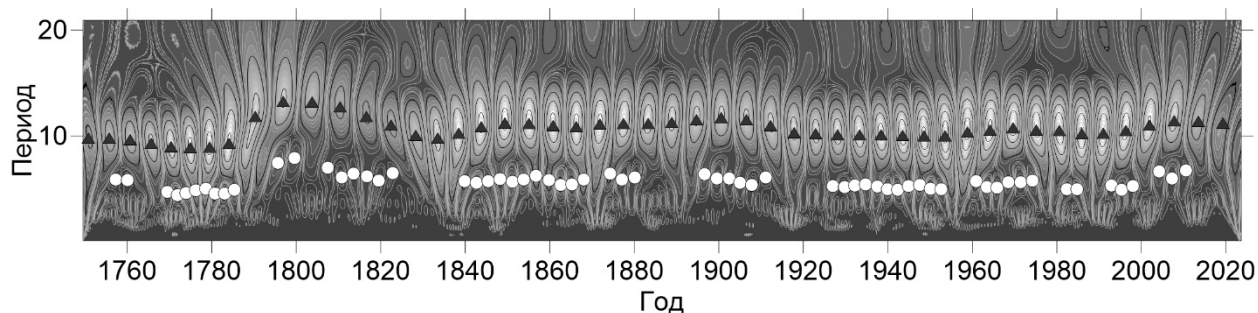


Рис. 1. Вейвлет спектр SN . Треугольники – локальные максимумы 11-летней составляющей. Круги – максимумы составляющих с периодами $4.5 < T < 8$.

3. Возможные причины появления ~6-летнего колебания в СА

Предположим, что за счет не гармоничности 11-летнего цикла в спектре появляются гармоники. Построим возможную 2-ю гармонику и сравним с найденными на рис. 1 максимумами. На рис. 2 видно, что в отдельные моменты времени 2-ая гармоника 11-летней составляющей и 6-летнее колебание схожи по форме, но значительно отличаются по величине.

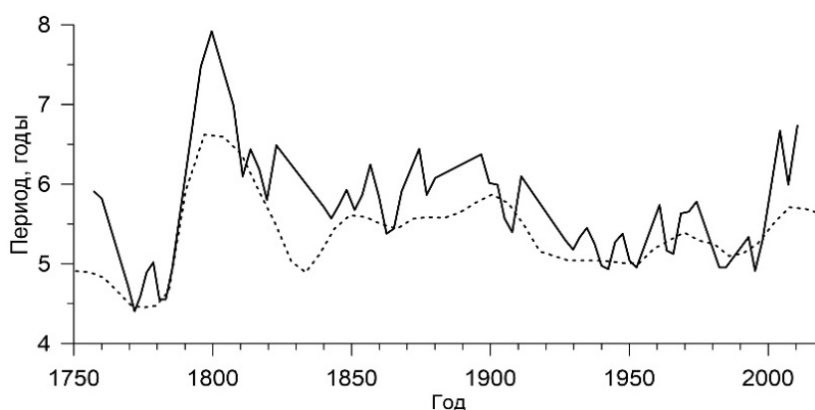


Рис. 2. Сравнение 2-ой гармоники (показана пунктиром) с найденной 5–8 летней (черная сплошная).

Наибольшая разница заметна в 1750–1900 гг. и в ~ 2000 г. Можно заключить, что найденная 5–8-летняя составляющая не является 2-ой гармоникой 11-летнего цикла.

Далее мы проверили, присутствуют ли вообще в исходном сигнале какие-либо периодические составляющие, не связанные с изменением 11-летнего цикла. Для этого было необходимо снизить его влияние. Исходный временной ряд SN был аппроксимирован кривой, сохраняющей только общую форму 11-летних колебаний. Удалив полученный таким образом тренд из исходного ряда, в дальнейшем мы рассматривали остаток, для которого вычислили вейвлет спектр (рис. 3).

Действительно, на рис. 3 видим снижение амплитуды 11-летнего цикла, в результате чего он более не доминирует в спектре. Выделив

~6-летнюю составляющую, сравним ее с полученной ранее (рис. 2). Результат показан на рис. 4.

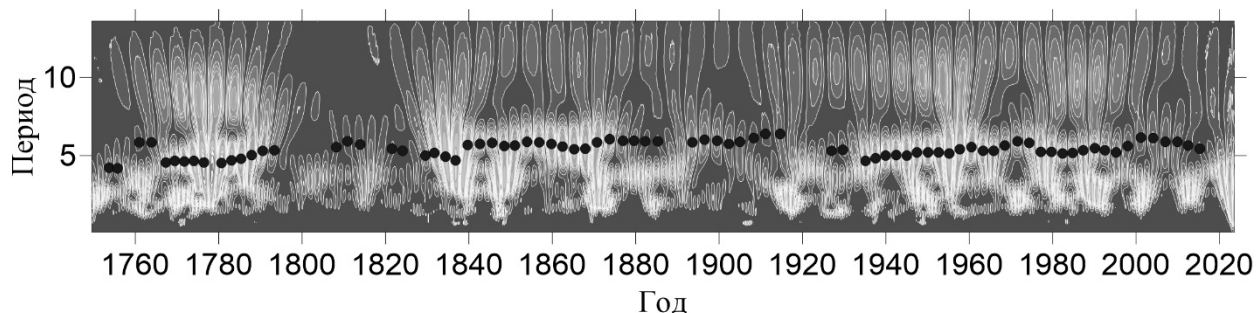


Рис. 3. Вейвлет спектр остатка, полученного после вычитания 11-летнего тренда. Кругами выделены максимумы спектра.

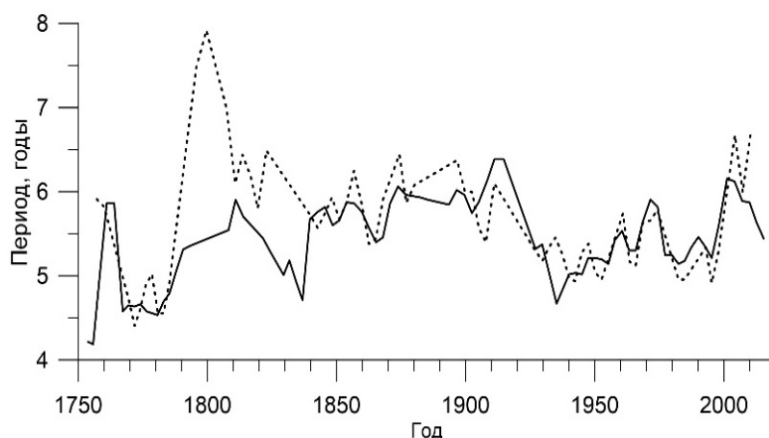


Рис. 4. Околошестилетняя составляющая (черная сплошная) после снижении влияния 11-летнего цикла в сравнении с полученной ранее из рис. 2 (пунктир).

На рис. 4 вблизи 1800 г. видна существенная разница между кривыми из-за того, что в диапазон ~6-летних колебаний на рис. 2 были включены 7–8-летние периоды. В остальное время кривые очень близки, что говорит о независимости 5-6-летней составляющей от влияния 11-летней.

4. Вейвлет анализ геомагнитных данных

Чтобы исключить вклад главного магнитного поля, из временного ряда среднемесячных значений Z компоненты обс. Hartland (1930–2015 гг.) был удален длинноволновый тренд. Затем был вычислен вейвлет спектр этого ряда, который представлен на рис. 5а. На рис. 5а можно отметить стабильное присутствие около 6-летней составляющей.

Для сравнения на рис. 5б приведен фрагмент вейвлет спектра СА без тренда в том же диапазоне периодов. Символами отмечены максимумы в спектрах. Несмотря на видимые различия, ход ~6-летней составляющей в вариации геомагнитного поля и СА аналогичен.

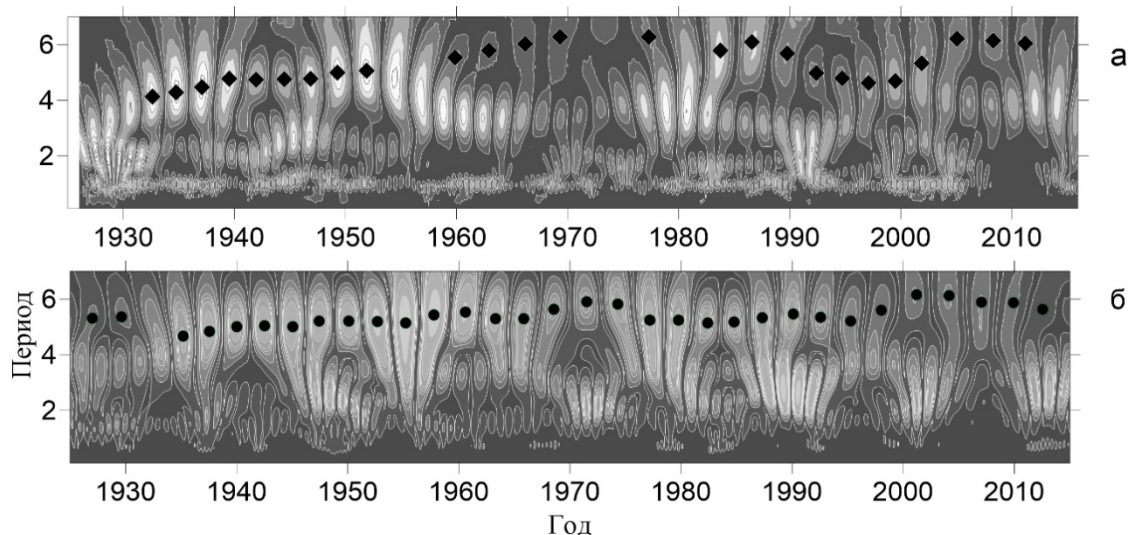


Рис. 5. Сравнение вейвлет спектров Z компоненты обсерватории HAD (а) и SN (б).

5. Заключение

В ряду SN в 1750–2020 гг. выявлено наличие ~6-летнего цикла. Анализ показал, что этот цикл не является гармоникой 11-летнего цикла и не связан с изменением амплитуды и периода цикла Швабе, а является реальным самостоятельным колебанием. Кроме того, в данных обсерватории Hartland, мы нашли 4–6 летние колебания в вариациях геомагнитного поля в 1930–2015 гг.

Хотя в [4] на основе анализа моделей геодинамо показана возможность существования торсионной волны на границе ядро-мантии, повторяющейся каждые 6 лет, эти периоды не наблюдаются на поверхности Земли из-за «мантийного фильтра». Наш результат свидетельствует о том, что, скорее всего, вариации геомагнитного поля в диапазоне 4–6 лет могут быть вызваны влиянием СА в том же диапазоне периодов, что, в свою очередь, является косвенным свидетельством реального присутствия таких периодов в СА. В то же время наличие ряда близких периодов в геодинамо, СА и вариациях длительности суток может свидетельствовать о синхронности многих гео- и гелиодинамических процессов.

Литература

1. Djurović D., Pâquet P. The common oscillations of solar activity, the geomagnetic field and the Earth rotation // *Sol. Phus.* 1996. V. 167. P. 427-439.
2. Sokoloff D.D., Shibalova A.S., Obridko V.N., Pipin V.V. // *MNRAS*. 2020. V. 497, Is.4. P. 4376–4383. <https://doi.org/10.1093/mnras/staa2279>.
3. Mursula K., I. Usoskin, Zieger B. On the claimed 5.5-year periodicity in solar activity // *Solar Physics*. 2001. 176 (1). DOI:10.1023/A:1004982203293.
4. Gillet N., Jault D., Canet E., Fournier A. Fast torsional waves and strong magnetic field within the Earth core // *Nature*. 2010. V. 465. P. 74-77.

ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ 21 ВЕКА И ВИРУСНЫЕ ЭПИДЕМИИ

Рагульская М.В., Обридко В.Н.

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

XXI CENTURY HELIOGEOPHYSICAL FEATURES AND VIRAL EPIDEMICS

Ragulskaya M.V., Obridko V.N.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-277-280>

Heliogeophysical features of the 21st century are considered. It is discussed that the low solar dynamics of cycles 24 and 25 manifested themselves not only of the sunspots number, but also in a geomagnetic events significant decrease, a decreased intensity of solar cosmic rays and an increased of galactic cosmic rays. Changes in the global magnetic field of the Sun and a significant decrease in the amplitude of odd harmonics of the global magnetic field (GMF) of the Sun were also observed. It is proposed to use the maximum of the fifth zonal harmonic of the solar GMF as a predictor of the time of the maximum of the 11-year cycle of solar activity, and the polar field of the Sun to predict the height of the cycle. The maximum of the 25th cycle of solar activity (SA) predicted by the authors is expected at the end of 2023-beginning of 2024 with a cycle height of no more than 131. Epidemiological processes can serve as an additional predictor of solar activity global changes. The number of viral pandemics during the 19th-21st centuries tripled near centennial minimums of solar activity. Measles epidemics develop approximately a year before the onset of extremes of the 11-year SA cycle. Significant differences between of the COVID-19 pandemic genogeographic features are observed during solar activity minimum and during approaching to the maximum SA cycle 25. The successful implementation of the authors' forecast of a decrease in the ratio of relative coronavirus mortality by countries by 2024 is discussed (from a coefficient of "10" during the SA minimum to a coefficient of "2" during the SA maximum). It is emphasized that the role of SA minima in the development of viral epidemics is significantly underestimated.

Введение

В статье рассмотрены гелиогеофизические особенности 21 века, эпохи низкой солнечной активности. Обсуждается, что низкая солнечная динамика 24 и 25 циклов проявилась не только в числе солнечных пятен, но и в существенном уменьшении геомагнитных событий, почти в двукратном снижении среднего Ар-индекса, в пониженной интенсивности солнечных космических лучей и повышенной активности галактических космических лучей. Также наблюдались изменения в глобальном магнитном поле Солнца и существенное уменьшение амплитуды нечетных гармоник глобального магнитного поля (ГМП) Солнца. Предложено использовать максимум пятой зональной гармоники ГМП Солнца в качестве предиктора времени

максимума 11-летнего цикла солнечной активности, а полярное поле Солнце – для прогноза высоты цикла. Прогнозируемый авторами максимум 25 цикла солнечной активности (СА) предполагается в конце 2023 – начале 2024 года с высотой цикла не более 131.

Дополнительным предиктором глобальных изменений СА могут служить эпидемиологические процессы. Так число вирусных пандемий в 19–21 веках утраивалось вблизи квази-столетнего минимума СА (конец 19 века и начало 21 века). Эпидемии кори развиваются примерно за год до наступления экстремумов 11-летнего цикла СА. Геногеографические особенности развития пандемии COVID-19 также демонстрируют достоверные различия в течение минимума СА и в приближении к максимуму 25 цикла СА. Обсуждается успешная реализация прогноза авторов об уменьшении к 2024 году соотношения относительной ковидной смертности по странам (от коэффициента «10» в минимуме СА до коэффициента «2» в максимуме СА). Подчеркивается, что роль минимумов СА в развитии вирусных эпидемий существенно недооценена.

Гелиогеофизические особенности 21 века

Солнечная (СА) и геомагнитная активность первой четверти 21 века сильно отличается от предыдущих циклов инструментального наблюдения. В первую очередь обращают на себя внимание низкие числа Вольфа, продолжительные минимумы СА, низкие значения интенсивности СКЛ, уменьшение радиоизлучения, и высокий уровень ГКЛ [1–3]. Геоэффективность спорадических явлений в 24 цикле СА также почти в 2 раза ниже, чем в предыдущих циклах [4]. Однако изменения солнечной динамики произошли и в крупномасштабном магнитном поле Солнца. В [5] проанализирована эволюция крупномасштабного магнитного поля Солнца на поверхности источника во время последних четырех циклов солнечной активности с 1976 по начало 2022 года, данные WSO с сайта <http://wso.stanford.edu/> (рисунок). Выявлено сильное снижение значения гармоники $g_{5,0}$ после 2000 г.

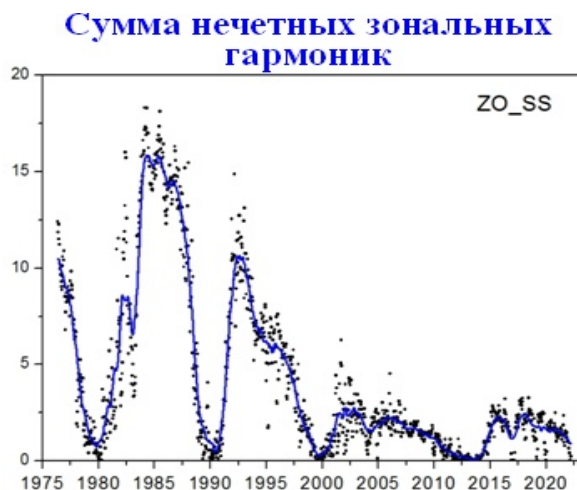


Рисунок. Динамика нечетных зональных гармоник глобального магнитного поля Солнца в 1995–2023 годах.

Предложено использовать гармонику $g_{5,0}$ в качестве прогностического параметра, поскольку в циклах 21, 22 и 23 максимум этой гармоники опережал максимум солнечных пятен (на 1–1,5 года), а полярное поле Солнца – для прогноза высоты цикла. В 25 цикле максимум пятой гармоники крупномасштабного магнитного поля был зафиксирован в середине 2022 года, а переполюсовка полярного поля в северном полушарии произошла в марте 2023. Это позволяет предположить дату максимальной фазы 25 цикла как конец 2023 г. или первый квартал 2024 г. с прогнозируемым значением SSN в 25-м цикле около $125,2 \pm 5,6$. Таким образом, 24 и 25 циклы СА являются низкими циклами (116,4 в 24-м цикле) вблизи квази-столетнего минимума СА.

Солнечная активность и вирусные пандемии

В 23–25 циклах СА количество вирусных пандемий более чем в 3 раза превысило их количество за предыдущие 7 циклов СА. Аналогичное увеличение вирусных пандемий наблюдалось в конце 19 века, и оно тоже совпало с низкой солнечной активностью.

Авторами проведен анализ динамики вирусных пандемии последних 150 лет. Выявлено, что они происходят в экстремумах солнечной активности [6], в зависимости от соотношения фаз 11-летнего цикла и цикла Гляйсберга. В высоких циклах СА развитие пандемий происходит в максимумах 11-летнего цикла СА. При низких циклах СА вблизи минимума квази-векового цикла, развитие вирусных пандемий наблюдается как в максимумах, так и в минимумах 11-летнего цикла СА, то есть наблюдается удвоение числа вирусных эпидемий. В [7] был сделан прогноз, что в текущий период низкой столетней солнечной активности вирусные эпидемии будут происходить в 2–3 раза чаще, чем в 20 веке (и максимумах, и в минимумах СА).

Таблица. Россия, число заболеваний корью в 2005–2022 годах (данные ВОЗ).

2022	2021	2020	2019	2018	2017	2016	2015	2014	2013	2012	2011	2010	2009	2008	2007	2006	2005
102	1	1212	4491	2539	721	178	843	4711	2339	2123	629	129	101	27	173	1147	454

Начавшаяся весной 2023 года эпидемия кори, совпавшая с приближающимся максимумом 25 цикла СА, подтвердила этот прогноз (предыдущие эпидемии кори происходили в максимуме 24 цикла и в минимуме 25 цикла). Надо отметить, что минимумы СА оказываются более эффективны не только по числу вирусных эпидемий, но и по их интенсивности. Так число заболевших в эпидемии кори в 2018–2019 годах (минимум СА 25 цикла) в 3–7 раз выше, чем в 2013–2014 годах (максимум 24 цикла СА). Число заболевших и умерших от ковида также максимально в период низ-

кой солнечной активности 2019–2020 годов. Прививочная компания внесла свой вклад в уменьшение смертности, однако, после кратковременного резкого ее понижения, с ростом СА с середины 2021 года заболеваемость и относительная смертность в западно-европейских странах снова существенно возросли.

Вирусные эпидемии минимумов СА демонстрируют существенные геногеографические особенности своего развития [6–8]. Так, в начале 2020 года разница в относительной коронавирусной смертности у стран с населением гаплогруппы R1b (Великобритания, Бельгия, Португалия, Испания) и стран с гаплогруппой N (Финляндия, север России) составляла более 10 раз. К 2023–2024 годам, по мере роста СА, оправдался прогноз авторов [8] о том, что к максимуму 25 цикла соотношение относительной смертности от Covid-19 по различным странам будет стремиться к коэффициенту «2» (который характерен для 20 века с высокой СА), вместо коэффициента «10», характерного в минимуме СА в 2019 г и начале 2020 года.

Заключение

Эпидемиологическая роль минимумов цикла Гляйсберга и минимумов 11-летнего цикла СА при глобальном понижении солнечной активности существенно недооценена. При прогнозируемом по динамике полярного поля и нечетным гармоникам глобального поля Солнца низком текущем 25 цикле СА (не выше 130) и возможных низких нескольких следующих циклах, вирусные эпидемии будут происходить и в максимумах, и в минимумах циклов СА. При этом интенсивность эпидемий в минимумах цикла может превышать эпидемии максимума до 2–3 раз.

Литература

1. *Nagovitsyn Yu.A., Osipova A.A.* Average annual total sunspot area in the last 410 yr: the most probable values and limits of their uncertainties // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2021, V. 505, I. 1, pp.1206-1212
2. *Ишков В.Н.* Экстремальные события космической погоды в первые циклы эпох // *ГА*, 2021, т. 61, №6, с. 704-711
3. *Базилевская Г.А. и др.* / Характерные особенности СКЛ в 21–24 циклах СА // *ГА*, 2021, т. 61, н.1, с. 8-15
4. *Белов А.В. и др.* Геоэффективность спорадических явлений в 24 цикле СА // *ГА*, 2023, т.63., №4, с. 534-544
5. *Obridko V. et al.* Estimates of the height and date of the 25th cycle of solar activity // *АС*, 2023, № 1658, DOI:10.24412/0236-2457-2023-1658-1-4
6. *Ragul'skaya M.* Solar activity and COVID-19 pandemic // *Open Astronomy*. 2021; 30: 149–158 <https://doi.org/10.1515/astro-2021-0020>
7. *Рагульская М.В.* Циклы солнечной активности и парадоксы пандемии Covid-19 // *ГА*, 2023, т.63, №7, с 122
8. *Рагульская М.В.* Пандемия SARS-COV-2 как система «хищник-жертва»: биофизические, социальные и гелиофизические факторы развития локальных эпидемий // *Биофизика*. 2023. Т. 68. № 4. С. 780-788.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ПРОФИЛЕЙ СОБЫТИЙ В СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Рожкова Д.В.¹, Кашапова Л.К.¹, Мягкова И.Н.²

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*НИИ Ядерной Физики МГУ, Москва, Россия*

MODELING OF TIME PROFILES OF EVENTS IN SOLAR ENERGETIC PARTICLES

Rozhkova D.V.¹, Kashapova L.K.¹, Myagkova I.N.²

¹*ISZF SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*SINP MSU, Moscow, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-281-284>

The paper presents the results of a numerical model testing. They allow reproducing the temporal profile shape of events in solar energetic particles (SEP), using simple assumptions about particle propagation in interplanetary space. Modelling of temporal profiles of SEP protons in the energy range of >30 MeV and above was carried out, assuming that particles only received acceleration in the solar atmosphere during a flare. Model testing for several events with flare sources located in the western hemisphere of the Sun and at the center of the solar disk, showed good agreement between observations and results of modelling. We did modelling of the temporal profile of the SEP event, which took place on October 21, 2003. Hypothetically, the source of this event was one of the flares occurring at behind the solar limb. The obtained results revealed that a significant increase in the SEP particle track length from the source on the Sun to the terrestrial orbit effects on the shape of the SEP event profile. This results in a gradual flux increase during the onset of the SEP event, while both impulsive and gradual SEP events related to flares on the solar disk demonstrated sharp flux rise.

События в солнечных космических лучах (СКЛ) в большинстве случаев связаны с солнечными вспышками и сопровождающими вспышки корональными выбросами массы (КВМ). На сегодняшний день принято рассматривать два основных механизма ускорения частиц СКЛ – ускорение во время вспышек в солнечной атмосфере и ускорение на ударных волнах КВМ, например, [1]. Доминирующий механизм ускорения частиц в событиях в СКЛ до сих пор не установлен. Кроме событий СКЛ, связанных со вспышками на видимой стороне Солнца, связь с которым, как правило, достаточно надежно определяется, события в СКЛ, зафиксированные на орбите Земли, также могут быть связаны со вспышками, произошедшими на обратной стороне Солнца. Для некоторых событий в СКЛ, которые не удалось связать со вспышками на диске Солнца, наблюдается форма временных профилей, не похожая на типичные профили ни импульсных, ни длительных событий. Основным отличием в условиях формирования событий СКЛ со вспышками-источниками на диске Солнца и на его обратной сто-

роне является более длинный путь, который проходят частицы СКЛ до регистрации на орбите Земли. Сделав предположение о временном профиле процессов ускорения во вспышке, мы можем промоделировать возможный временной профиль для события, связанного со вспышкой на обратной стороне Солнца. Целью данной работы было создание упрощенной модели распространения частиц СКЛ от источника на Солнце и проверка гипотезы об отличии формы временного профиля в событии СКЛ, источником которого была вспышка на обратной стороне Солнца.

Моделирование было проведено для временных профилей потоков протонов СКЛ с энергиями выше 30 МэВ, так как они более устойчивы к внешним воздействиям межпланетной среды, таким как, например, рассеяние. Мы предполагаем, что выход или инжекция заряженных частиц потока СКЛ из атмосферы Солнца в межпланетное пространство происходит в каждый момент времени фазы ускорения независимо друг от друга. Изменение со временем числа частиц для каждой энергии линейно связано с эволюцией процессов ускорения. В этом случае частицы СКЛ с одной энергией будут регистрироваться на орбите Земли с задержкой по времени, которую можно определить из скорости частиц и расстояния, которое они проходят. Суммируя временные профили протонов одной энергии, инжектированных в межпланетное пространство, мы получаем вероятный временной профиль события в СКЛ.

В работе Shih и др. [2] было показано, что процессы ускорения электронов свыше 300 кэВ и протонов выше 30 МэВ тесно связаны. Часто в качестве индикаторов процессов ускорения во время вспышек используют временные профили жесткого нетеплового рентгеновского излучения (ЖРИ) с энергией от 30 кэВ или производную мягкого рентгеновского излучения (МРИ), эффект Ньюперта [3]. В данной работе мы использовали любой доступный индикатор процессов ускорения для моделирования. В большинстве случаев это временной профиль ЖРИ для энергий свыше 25 кэВ и работ, опубликованных ранее [6–8].

Важным параметром модели является расстояние, которое проходят протоны от источника в атмосфере Солнца до Земли. Оно складывается из траектории, которая описывается спиралью Архимеда и спирального движения заряженных частиц вокруг этой траектории. Для упрощения, мы считаем, что если источник расположен в западной части диска Солнца, то траекторию движения частиц можно оценить, как половину длины окружности с диаметром 1 а. е. Для случаев, когда вспышка-источник расположена в центре диска и на обратной стороне Солнца будут введены коэффициенты, увеличивающие эту траекторию. Скорость частиц можно оценить, используя формулу из работы Reams и др. [4] или воспользоваться классической формулой кинетической энергии ($E = mv^2/2$).

Задержка оценивается для протонов с энергией 30–80 МэВ с шагом 0.5 МэВ в спектральном диапазоне 30–55 МэВ и 1 МэВ для диапазона 55–80 МэВ. Так как число частиц СКЛ имеют распределение по энергиям, то

для его определения была использована классическая формула $N = (E/E_0)^{-\delta}$, где E – кинетическая энергия частиц, а E_0 – пороговая энергия 10 МэВ, δ – степенной индекс спектрального распределения протонов СКЛ. Согласно экспериментальным данным в большинстве случаев $\delta = 2$ [5].

Первым событием, на котором было проведено тестирование, было событие в СКЛ, связанное со вспышкой 12 июня 2010 года. Вспышка была импульсная и располагалась в западной части солнечного диска (N23 W43). Вспышка была класса M2.0 по GOES, но при этом в ней были зафиксировано гамма-излучение [6]. Мы использовали временной профиль ЖРИ в диапазоне от 300 кэВ, полученный Konus-WIND [7]. Как видно на рис. 1, рассчитанный профиль точно воспроизводит фазу роста временного профиля потоков протонов СКЛ. Однако у полученного профиля в отличие от наблюдаемого получается более быстрый спад. Одной из возможных причин является то, что наша модель при расчетах не учитывает того, что с удалением от Солнца объем, занимаемый частицами в пространстве, будет увеличиваться. Поэтому были введены коэффициенты расширения и их применение позволило получить хорошее согласие между расчетным и экспериментальным профилями (рис. 1 правая панель).

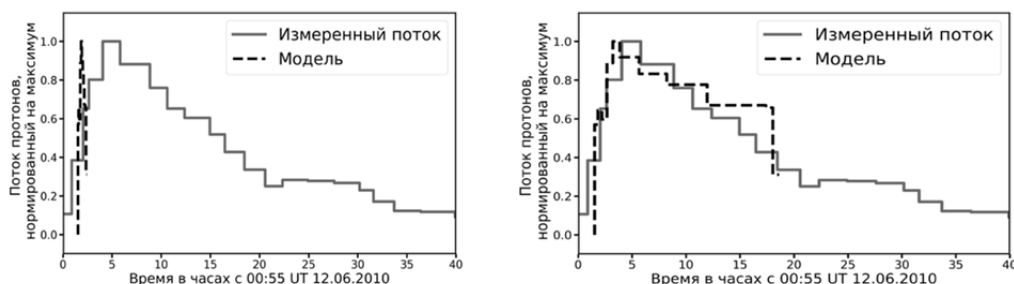


Рис. 1. Сравнение полученного модельного временного профиля и экспериментальных данных для события 12.06.2010. Левая панель: модельный профиль без введения коэффициентов расширения. Правая панель: модельный профиль с применением коэффициентов расширения

Смещение положения вспышки-источника должно приводить к увеличению траектории движения частиц СКЛ. В случае применения прежнего приближения (половины длины дуги расстояния до Земли), мы должны увидеть запаздывание прихода частиц СКЛ на модельном временном профиле по сравнению с наблюдаемым. Тестирование модели для события, источником которого была вспышка, произошедшая 24 февраля 2023 года в центре солнечного диска (N29 W24, класс вспышки M3.7), подтвердила существование такой задержки. Так как мы не имели информации о структуре магнитного поля, необходимой для точного расчета траектории движения, увеличение расстояния было сделано с помощью подбора множителя, позволяющего добиться совпадения расчетного времени прихода частиц СКЛ с наблюдаемым. На рис. 2 (левая панель) можно видеть, что модельный профиль дает хорошее согласие с экспериментальным при увеличении траектории в 1.4 раза. Для воспроизведения временного профиля

события в СКЛ, связанного со вспышкой, произошедшей на обратной стороне Солнца, выбрано событие источником которого могла быть одна из

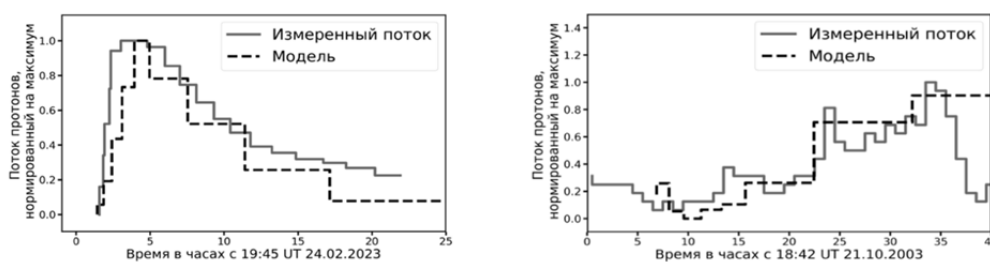


Рис. 2. Сравнение полученного модельного временного профиля и экспериментальных данных для событий 24.02.2023(левая панель) и 21.10.2003

вспышек, 21 октября 2003 года (в 15:40 UT и в 18:42 UT) из работы [6]. Так как эта вспышка располагалась не очень далеко от лимба, то в качестве индикатора процессов ускорения мы использовали производную МРИ. Для расчета временных профилей была увеличена длина траектории. Сравнение расчетных и наблюдаемых профилей СКЛ показало, что источником события в СКЛ наиболее вероятно является вспышка, произошедшая в 18:42 UT.

Выводы

Создана и протестирована упрощенная численная модель, позволяющая воспроизводить временной профиль потоков протонов с энергиями выше 30 МэВ, в предположении ускорения частиц во время солнечной вспышки непосредственно на Солнце. Полученные расчетные профили показали хорошее согласие с экспериментальными данными. В результате проведенного исследования было обнаружено, что увеличение длины траектории движения частиц СКЛ от источника на Солнце до приемника на орбите Земли приводит к постепенному росту потока протонов, в то время как для вспышек на диске Солнца наблюдается резкий подъем потока как для событий импульсного, так и длительного типа.

Авторы благодарят коллективы инструментов GOES, Konus-WIND за предоставление открытого доступа к данным наблюдений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Литература

1. Klein, K.-L., Dalla S. // Space Sc. Reviews, 2017, V. 212, P. 1107.
2. Shih A.Y., Lin R.P., Smith D.M. // ApJ, 2009, V. 698, Issue 2.
3. Neupert W.M. // Astrophysical Journal, 1968, V. 153, P.L59.
4. Reames D.V. // Solar Physics., 2021, V. 296, P. 29.
5. Malandraki O.E., Crosby N.B. // Solar Particle Radiation Storms Forecasting and Analysis, 2018, P. 203.
6. Ackermann M. et al. // ApJ, 2012, V. 745, P. 144.
7. Pal'shin et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2014, 54, 943.
8. Лившиц М.А., и др. // Астрономический журнал, 2017, том 94, № 9, с. 778-792.

АНОМАЛЬНЫЙ РАЗОГРЕВ ВЕРХНИХ СЛОЁВ СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ МЕДЛЕННЫМИ МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

**Романов К.В.¹, Романов Д.В.¹, Романов В.А.²,
Степанов Е.А.², Лебедев А.А.²**

¹*Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск, Россия*

²*Саратовский государственный университет, Саратов, Россия*

ABNORMAL HEATING OF THE UPPER LAYERS SOLAR CHROMOSPHERE BY SLOW MAGNETOHASODYNAMIC SHOCK WAVES

**Romanov K.V.¹, Romanov D.V.¹, Romanov V.A.²,
Stepanov E.A.², Lebedev A.A.²**

¹*Krasnoyarsk state pedagogical University, Krasnoyarsk, Russia*

²*Saratov state University, Saratov, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-285-288>

The paper studies the features of generation of fast and slow Alfvén waves in the lower layers of the solar corona. A solution was obtained for a shock discontinuity for both types of shock waves, and it was shown that the main role in the formation of anomalous heating belongs to weak MHD shock waves that do not have a lower velocity boundary for overturning the initial acoustic disturbances.

1. Введение

Аномальный прогрев нижних слоёв солнечной атмосферы (хромосферы) имеет сложную пространственную структуру распределения температуры по высоте, и условно может быть разделён на три диапазона высот [1, 2]:

- 1) от уровня фотосферы до высот температурного минимума (≈ 500 км);
- 2) от высоты температурного минимума до высот порядка 2200 км (до первого скачка температуры);
- 3) третий диапазон от высот порядка 2200 км и выше, захватывая нижние слои солнечной короны, где реализуется нелинейный рост температуры до $1,6 \cdot 10^6$ К.

В настоящей работе проводится исследование по определению типа МГД-ударных волн, вносящих основной вклад в разогрев нижних слоёв короны Солнца в диапазоне высот выше 2200 км от уровня фотосферы [3].

2. Основное кубическое уравнение расчёта параметров МГД-ударных волн

Задача исследуется в приближении идеальной магнитогазодинамики [4]. Для изучения течения идеально проводящей плазмы за и перед фрон-

том ударной волны вводится плоская система координат (рис. 1). Ось Ox перпендикулярна фронту ударной волны. Течение газа перед и за фронтом реализуется в одной плоскости.

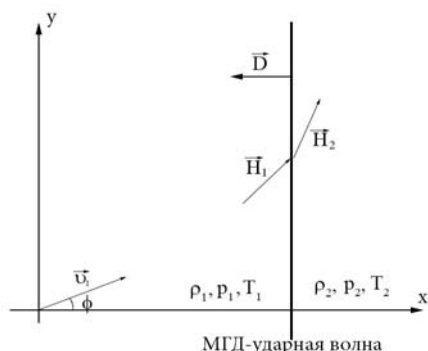


Рис. 1. Плоская декартова система координат для МГД-ударной волны

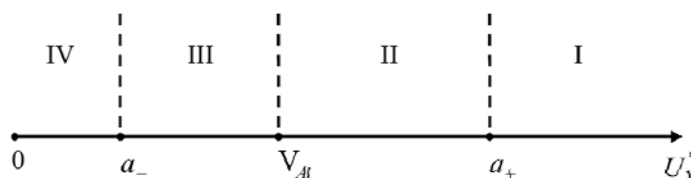


Рис. 2. Диапазоны генерации МГД-ударных волн

Для обезразмеривания соотношений на разрыве выбираются МГД-параметры газа перед фронтом ударной волны:

- H_{x1} – параметр обезразмеривания напряжённости магнитного поля
- $p = H_{x1}^2 / (4\pi)$ – параметр обезразмеривания давления
- ρ_1 – параметр обезразмеривания плотности газа
- $v_0 = H_{x1} / \sqrt{4\pi\rho_1} = V_{Al}$ – альфвеновская скорость [4] – параметр обезразмеривания скорости.

Обезразмеренная система уравнений пересчета МГД-параметров на фронте ударной волны методом исключения приводится к основному кубическому уравнению [4]:

$$k^3 + a_1 \cdot k^2 + a_2 \cdot k + a_3 = 0 \quad (1)$$

где

$$\begin{cases} a_1 = 1 + u_1^{**} \cdot (2 - \gamma) \\ a_2 = \frac{u_1^{**} \cdot [u_1^{**} \cdot (\gamma - 1) + \gamma \cdot h_1^2 + 2 \cdot \gamma \cdot p_1^* - 2]}{h_1^2} \\ a_3 = -\frac{\gamma + 1}{h_1^2} \cdot u_1^{**2} \end{cases} \quad (2)$$

Введён вспомогательный параметр

$$u_1^{**} = u_1^* - 1 \quad (3)$$

где u_1^* – обезразмеренная v_x – компонента скорости газа перед фронтом ударной волны.

$$k = \frac{h_2}{h_1} \quad (4)$$

– отношение касательных компонент магнитного поля за и перед фронтом ударной волны.

При $k = 1$ исчезают скачки МГД-параметров на фронте, и ударные волны переходят в звуковые. Кубическое уравнение (1) переходит в квадратное с корнями:

$$a_{\pm} = \frac{\sqrt{\gamma \cdot p_1^* + h_1^2 + 1} + 2\sqrt{\gamma \cdot p_1^*} \pm \sqrt{\gamma \cdot p_1^* + h_1^2 + 1} - 2\sqrt{\gamma \cdot p_1^*}}{2}$$

– скорости быстрой (+) и медленной (-) магнитозвуковых волн [4]. В результате во всём скоростном диапазоне МГД-ударных волн есть три особые точки: скорость быстрого (a_+) и медленного (a_-) магнитного звука, и альфвеновская скорость V_{Al} (рис. 2).

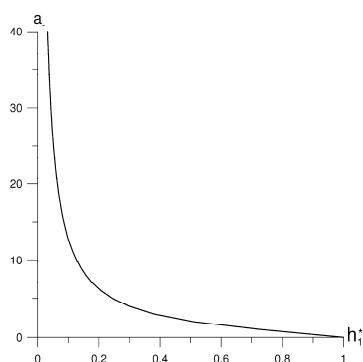


Рис. 3. Скорость медленного магнитного звука a_- в зависимости от напряжённости касательной компоненты магнитного поля h_1 .

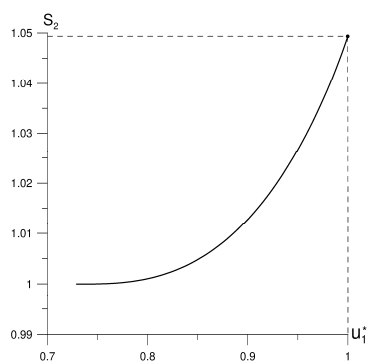


Рис. 4. Энтропия газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны

В отличие от обычных газодинамических ударных волн МГД-ударные волны могут генерироваться в двух диапазонах: зоне I и зоне III. Зона III расположена между альфвеновской скоростью V_{Al} и скоростью медленного магнитного звука a_- (рис. 2). С ростом напряжённости касательной компоненты магнитного поля перед фронтом h_1 скорость медленного магнитного звука a_- стремится к нулю (рис. 3). Фактически медленные МГД-ударные волны не имеют нижней границы по скорости генерации. Во всём скоростном диапазоне зоны III реализуются ударные волны сжатия: при переходе через фронт растёт энтропия газа (рис. 4), давление и температура газа с ростом скорости ударной волны существенно превышают фоновые значения перед фронтом (рис. 5,6).

На рис. 7 приведены ударные поляры для медленных МГД-ударных волн при различных значениях напряжённости касательной компоненты магнитного поля h_1 . Излом магнитного поля на фронте (рис. 1) в медленных МГД-ударных волнах разгоняет газ вдоль фронта сверху вниз. Ударные поляры смещаются вниз с ростом h_1 .

Заключение

Медленные МГД-ударные волны генерируются в диапазоне между скоростью медленного магнитного звука a_- и альфвеновской скоростью V_{Al} .

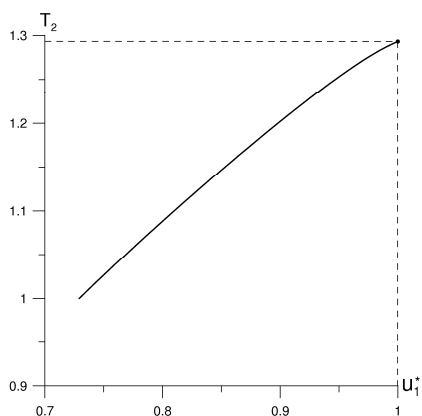


Рис. 5. Температура газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны

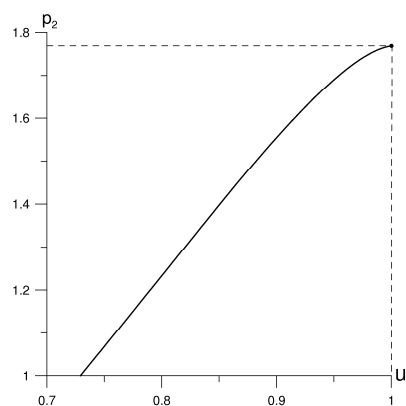


Рис. 6. Давление газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны

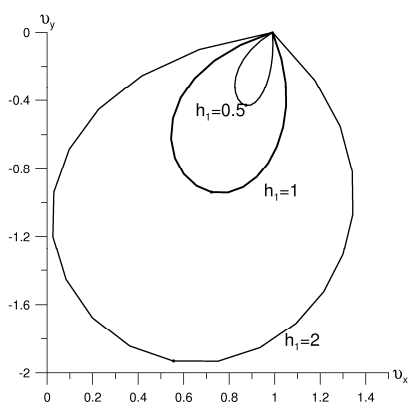


Рис. 7. Ударные поляры для медленных магнитогазодинамических ударных волн при различных значениях напряжённости тангенциальной компоненты поля h_1

Эти волны генерируются раньше обычных газодинамических ударных волн, и диапазон высот «опрокидывания» акустических волн данного типа существенно меньше.

С ростом напряженности касательной компоненты магнитного поля h_1 скорость медленного магнитного звука a_- стремится к нулю ($a_- \rightarrow 0$). Зона скоростей не имеет нижней границы: медленные МГД-ударные волны генерируются при сколь угодно малых скоростях. Механизм разогрева солнечной атмосферы медленными МГД-ударными волнами имеет неоспоримое преимущество перед обычными ударными волнами.

Литература

1. Зирин Г. Солнечная атмосфера. – М.: Мир. 1969. 504 с.
2. Vernazza J.E., Avertt E.H., Loeser R. Structure of the Solar chromosphere. I. Basic computation and summary of the results // *Astrophys. J.* 1973. V.184. P.605-631
3. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир.1985. 592 с.
4. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. – М.: Физматгиз. 1962. 248 с.

ЭФФЕКТ ДВОЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА В ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ

Симонова Т.В., Шапошников В.Е.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

EFFECT OF DOUBLE PLASMA RESONANCE IN ELECTRON-POSITRON PLASMA

Simonova T.V., Shaposhnikov V.E.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-289-292>

This work studies the instability of electrostatic waves near the frequencies of electron cyclotron harmonics in electron-positron plasma under conditions typical for the source of pulsar radio emission with a quasi-harmonic structure. It is shown that the effect of double plasma resonance – an increase in the growth rate of waves when the frequency of the upper resonance coincides with one of the gyro harmonics – is realized in electron-positron plasma. An expression for the increment is obtained and the conditions under which this increase is most significant are determined.

1. Введение

В 2007 году учёные из Нью-Мексико Хэнкинс и Эйлек получили специфические динамические спектры радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности, представляющие собой дрейфующие во времени узкие квазигармонические полосы излучения. Пример такого всплеска приведен на рис. 1 [1].

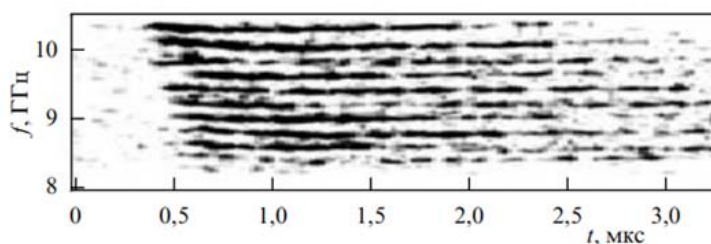


Рис. 1.

Аналогичные частотные структуры наблюдались на динамических спектрах спорадического солнечного радиоизлучения, дециметрового и километрового радиоизлучений Юпитера. Наиболее развитые теории, предлагаемые для интерпретации указанных спектров, основаны на эффекте двойного плазменного резонанса (ДПР) на гармониках электронной циклотронной частоты (в случае солнечного радиоизлучения) или на гармониках ионной гирочастоты (радиоизлучение Юпитера). Эффект двойного плазменного резонанса заключается в существенном увеличении (на один-два порядка) инкремента возбуждения плазменных (электростатических) волн

на частоте одной из циклотронных гармоник. Магнитосфера пульсара, где происходит генерация радиоизлучения с квазигармонической структурой, возможно, заполнена электрон-позитронной плазмой. Такой вывод следует из модели магнитосферы, построенной на основе решения задачи о вращающейся в вакууме нейтронной звезде с сильным магнитным полем (см., например, [2] и приведенную там литературу). Исходя из аналогии спектров радиоизлучений Солнца, Юпитера и пульсара в Крабе, было предположено (см. [3] и приведенную там литературу), что эффект двойного плазменного резонанса возможен в электрон-позитронной плазме пульсара в Крабовидной туманности, и он ответствен за появление радиоизлучения с квазигармонической структурой. Это дало возможность дать непротиворечивое объяснение происхождения основных свойств их динамических спектров. Однако, для обоснования и развития данной модели необходимо изучить в деталях генерацию плазменных циклотронных волн в электрон-позитронной плазме в условиях ДПР и показать, что эффект двойного плазменного резонанса реализуется и в электрон-позитронной плазме.

2. Двойной плазменный резонанс в электрон-позитронной плазме

В электрон-позитронной плазме с равной плотностью ($n_e = n_p = n$) и температурой ($T_e = T_p = T$) электронной (e) и позитронной (p) составляющих плазмы условие двойного плазменного резонанса можно записать следующим образом: $\sqrt{2\omega_L^2 + \omega_B^2} \simeq l\omega_B$, где ω_L и ω_B – плазменная (ленгмюровская) и циклотронная частота электронов, соответственно, l – номер циклотронной гармоники. Из этого соотношения следует, что для реализации данного эффекта необходимо, чтобы плазменная частота намного превышала циклотронную частоту. При этом источник, основанный на эффекте ДПР, должен быть расположен в магнитосфере пульсара, обладающего сильным магнитным полем. Авторы модели предположили, что в магнитосфере пульсара существуют локальные образования со слабым магнитным полем и плотной плазмой, где и происходит генерация радиоизлучения с квазигармонической структурой. В электрон-позитронной плазме с $n_e = n_p$ и $T_e = T_p$ дисперсионное уравнение для плазменных волн имеет вид [4, 5]:

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \frac{2\omega_L^2}{k^2 v_T^2} [1 + i\pi z_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\lambda) I_l(\lambda) w(z_l)] = 0. \quad (1)$$

$$z_l = \frac{\omega - l\omega_B}{\sqrt{2}k_{\parallel}v_T}, \quad \lambda = \frac{k_{\perp}^2 v_T^2}{\omega_B^2}, \quad v_T = \sqrt{\frac{kT}{m}},$$

где $w(z)$ – функция Крампа, m – масса электрона, k_{\parallel} и k_{\perp} – компоненты волнового вектора \vec{k} вдоль и поперек магнитного поля, соответственно, $I_l(\lambda)$ – модифицированная функция Бесселя порядка l , k – постоянная

Больцмана. Это выражение также отличается от аналогичного выражения для электронно-протонной плазмы только удвоенным квадратом плазменной частоты. В соответствии с моделью источника [3], были построены дисперсионные кривые для гармоник гирочастоты с 9 по 11 (рис. 2). Вертикальные пунктирные линии на графике разграничивают области с нормальной и аномальной дисперсией, $\Delta = \frac{\omega_{uh}}{\omega_B} - (l - 1)$, $\omega_{uh} = \sqrt{2\omega_L^2 + \omega_B^2}$ – частота верхнего гибридного резонанса в электрон-позитронной плазме. В области нормальной дисперсии может быть реализован эффект двойного плазменного резонанса.

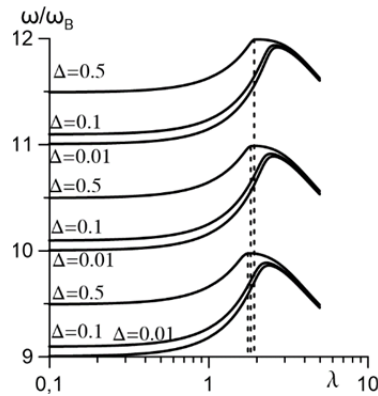


Рис. 2.

Для оценки величины инкремента неустойчивости циклотронных волн в случае двойного плазменного резонанса в электрон-позитронной плазме рассмотрим систему, состоящую из равновесной плазмы с концентрацией n_0 и небольшой добавки (концентрация $n_1 \ll n_0$) энергичных частиц (электронов или позитронов) с неравновесной функцией распределения по скоростям типа «конус потерь». В такой системе дисперсионное уравнение для плазменных волн можно представить в виде $\varepsilon_{\parallel} \approx \varepsilon_{\parallel}^{(0)} + \varepsilon_{\parallel}^{(1)} = 0$, а инкремент вычисляется по формуле (см., например, [6])

$$\gamma \approx - \frac{Im\varepsilon_{\parallel}}{\left[\frac{\partial Re\varepsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega} \right]_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}}}. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon_{\parallel}^{(0)}$ и $\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$ – компоненты диэлектрической проницаемости, связанные с равновесной плазмой и неравновесными частицами, соответственно. В случае, когда скорость неравновесных частиц существенно превышает скорость тепловых частиц, поглощением волн частицами равновесной плазмы можно пренебречь и инкремент неустойчивости можно получить из (2), положив $Im\varepsilon_{\parallel} \approx Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$,

$$\text{где } Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_e^2 \omega_B}{k^2 k_{\parallel}} \left\{ (l-1) e^{-\tilde{z}_{l-1}^2} [\delta_{l-1} \varphi_{l-1}(\xi) + (\delta_{l-1} + 1) \xi \varphi'_{l-1}(\xi)] + l e^{-\tilde{z}_l^2} [\delta_l \varphi_l(\xi) + (\delta_l + 1) \xi \varphi'_l(\xi)] \right\}. \quad (3)$$

В (3) $\varphi_l(\xi) = e^{-\xi} I_l(\xi)$, $\xi = k_{\perp}^2 v_e^2 / \omega_B^2$, $\delta_l = (\omega - l\omega_B) / l\omega_B$, $\omega_e = \sqrt{4\pi e^2 n_1 / m}$, $\tilde{z}_l = (\omega - l\omega_B) / \sqrt{2} k_{\parallel} v_e$. На рис. 3 приведены графики зависимости инкремента $\Gamma = (\gamma / \omega_B) N / N_e$ от ω / ω_B в гибридной полосе (интервал частот между соседними гармониками, включающий частоту верхнего гибридного резонанса ω_{uh}) $9 < \omega / \omega_B < 10$ при различных расстройках Δ , обозначенных на рис. 3а числами, и в четырех гибридных полосах $l = 8 - 11$ при расстройке $\Delta = 0.01$ (рис. 3б).

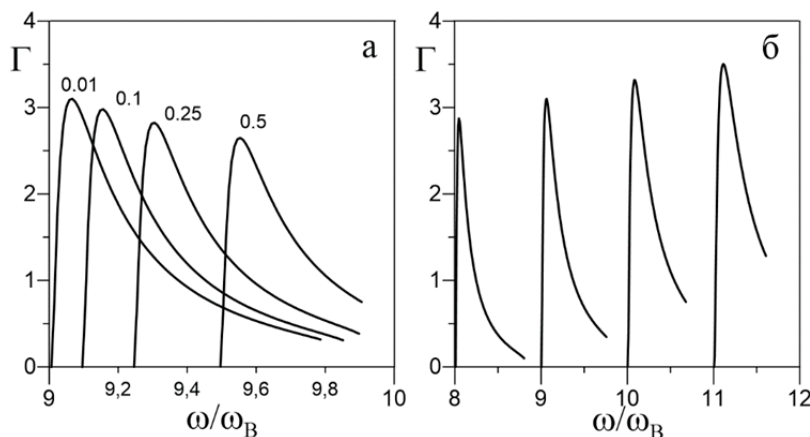


Рис. 3.

Мы получили, что в гибридной полосе инкремент возбуждения плазменной волны увеличивается примерно на полтора порядка по сравнению с соседними частотными интервалами. Причем значение инкремента увеличивается с приближением частоты верхнего гибридного резонанса к нижней границе гибридной полосы и достигает наибольшего значения при малом значении $\Delta = \frac{\omega_{uh}}{\omega_B} - (l - 1)$, что позволяет говорить о существовании эффекта двойного плазменного резонанса в электрон-позитронной плазме. В источнике с неоднородными магнитным полем и плотностью плазмы ДПР реализуются в различных областях источника и на разных гармониках с инкрементами сравнимой величины (Рис. 3б), что проявляется в частотной структуре наблюдаемого излучения в виде квази-гармонических полос.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-12-00268-П)

Литература

1. *Hankins T.H., Eilek J.A.* // *Astrophys. J.* 2007. Vol.670. P. 693.
2. *Бескин, В.С.* // *УФН.* 2018, т. 188, с. 377.
3. *Железняков В.В., Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Шапошников В.Е.* // *УФН.* 2016. Т.186, №10. С.1090
4. *Ахузев А.И.* *Электродинамика плазмы.* – М.: Наука, 1974 – 720 с.
5. *Tataronis J.A., Crawford F.W.* // *J. Plasma Phys.* 1970. Vol. 4, № 2. P.231.
6. *Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya.* // *Solar Phys.* 1975. Vol. 43. P. 431.

О ПРИРОДЕ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 04.05.22 НА ПОСЛЕИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЕ

**Смирнова В.В.¹, Цап Ю.Т.¹, Моторина Г.Г.^{2,3,4},
Моргачев А.С.², Барта М.⁴**

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

⁴*Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences, 251 65 Ondřejov, Czech Republic*

ON THE NATURE OF 04.05.22 SOLAR FLARE EMISSION AT THE POST-IMPULSIVE PHASE

**Smirnova V.V.¹, Tsap Yu.T.¹, Motorina G.G.^{2,3,4},
Morgachev A.S.², Barta M.⁴**

¹*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Russia*

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

³*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

⁴*Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences, 251 65 Ondřejov, Czech Republic*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-293-296>

The maximum sub-terahertz radiation sometimes corresponds to the post-impulsive flare phase when the temperature drops and coronal rain forms due to the development of thermal instability in hot coronal loops. As a result, the optically thin sub-terahertz radiation flux increases because of increasing the optical thickness of the thermal source.

This work is devoted to investigations the relationship between sub-terahertz radiation from the solar flare SOL2022-05-04T08:45 accompanied by the temperature and emission measure variations of the EUV coronal loop plasma during the post-impulsive phase. It has been shown that coronal loops can make a significant contribution to the sub-terahertz radiation of the event under study.

Введение

Как было показано ранее, максимум субтерагерцового (суб-ТГц) излучения солнечных вспышек часто наблюдается на после импульсной фазе, когда формируется корональный дождь [1], связанный с тепловой неустойчивостью плазмы ультрафиолетовых корональных петель с температурой $T = 10^6 - 10^7$ К. В некоторых случаях температура корональных петель падает вблизи суб-ТГц максимума вспышки, как это показано на рис. 1. Это позволяет предположить, что усиление суб-ТГц излучения в области его максимума может быть связано с корональным дождем на после импульсной фазе некоторых вспышек.

Целью данной работы является анализ связи между суб-ТГц излучением и развитием тепловой неустойчивостью корональных петель, ответственной, в частности, за формирование коронального дождя.

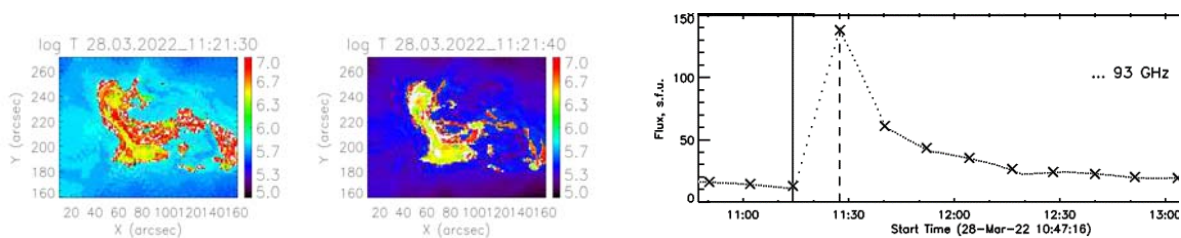


Рис. 1. Слева: карты распределения температуры источника вспышки, полученные по данным SDO/AIA, вблизи максимума суб-ТГц излучения вспышки SOL2022-03-28T11:28 M4. Справа: временной профиль излучения на 93 ГГц, полученный на РТ-7.5.

Методика и анализ данных

Подход основан на предположении, что временная эволюция излучения суб-ТГц вспышки может определяться либо температурой, либо мерой эмиссии излучения соответственно для оптически толстого (F_1) и оптически тонкого (F_2) теплового источника, т.е.

$$F_1 \propto TS, \quad F_2 \propto \frac{n^2V}{\sqrt{T}}, \quad (1)$$

где S и V – соответственно его площадь и объём. Отметим, что оптически тонкое излучение характеризует конденсацию плазмы, связанную с тепловой неустойчивостью корональных петель. Таким образом, сравнивая особенности эволюции температуры T и меры эмиссии $EM = n^2V$ источника с поведением профиля суб-ТГц излучения можно оценить вклад оптически толстой/тонкой хромосферной плазмы корональных петель в тепловое суб-ТГц излучение.

Нами были проанализированы наблюдения вспышки SOL2022-05-04T08:45, рентгеновского класса GOES M5.7, в различных спектральных диапазонах, включая данные на частоте 93 ГГц, полученные на телескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана [2], которые представлены на рис. 2. Видно, что максимум суб-ТГц излучения не совпадает с импульсной фазой вспышки. Сравнение профилей суб-ТГц и КУФ излучения не показало явной связи суб-ТГц источника вспышки с корональными вспышечными петлями.

В работе [3] для исследуемой вспышки была рассчитана дифференциальная мера эмиссии (DEM) по данным AIA/SDO в диапазоне температур $0.5 \leq T \leq 32$ МК [4] и вычислен ожидаемый поток суб-ТГц излучения, который составил ~ 40 с.е.п. Это позволило сделать вывод о значительном вкладе корональной плазмы в суб-ТГц излучение. Поэтому был проведен детальный анализ эволюции температуры T и меры эмиссии EM вспышки во временном диапазоне 08:43-09:15 UT с шагом 12 с.

На рис. 3 (слева) показано сравнение временных профилей T и EM с профилем на частоте 93 ГГц. Видно, что максимум суб-ТГц излучения вспышки совпадает с максимумом меры эмиссии и с началом появления

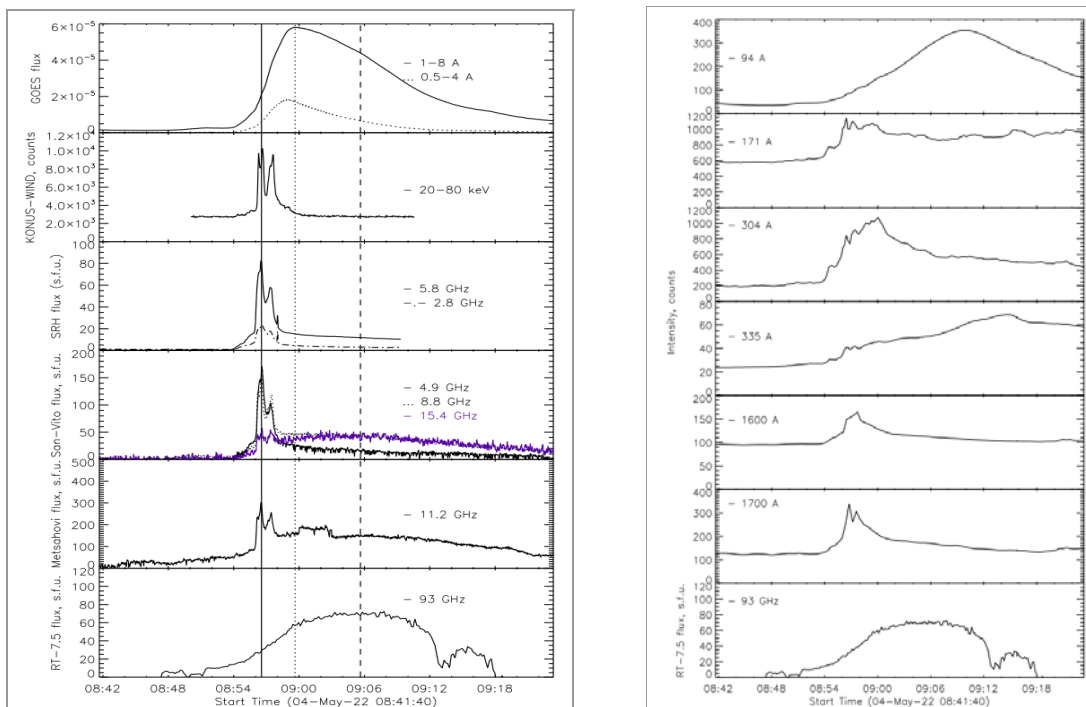


Рис. 2. Слева: временные профили вспышки SOL2022-05-04T08:45 в разных спектральных диапазонах. Максимумы микроволнового, мягкого рентгеновского и суб-ТГц излучения обозначены соответственно вертикальной сплошной, пунктирной и штриховой линиями. Справа: временные профили излучения линий КУФ и суб-ТГц.

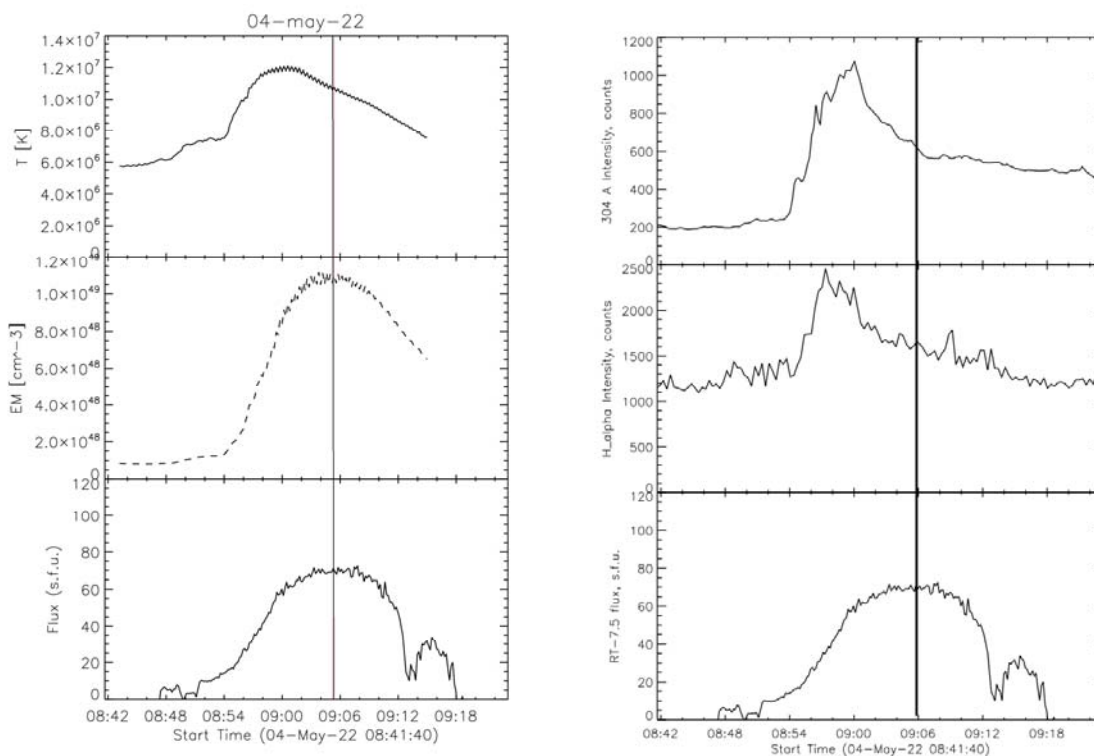


Рис. 3. Слева: сравнение профилей температуры T и меры эмиссии EM , полученные по данным AIA/SDO с профилем суб-ТГц излучения вспышки на 93 ГГц. Справа: сравнение профилей суб-ТГц излучения вспышки и профилей в линии H_{α} и канале 304 А. Сплошная линия на обоих рисунках соответствует максимуму суб-ТГц излучения.

коронального дождя по данным в линии 304 \AA (<https://iris.aws.lmsal.com/data/level2/2022/05/04/>). Поскольку совпадение максимума на частоте 93 ГГц обнаруживается только для меры эмиссии *EM*, в отличие от профиля излучения в хромосферной линии *Na* и «холодном» канале 304 \AA , то можно сделать вывод о доминирующей роли тепловой плазмы горячих корональных петель в генерации суб-ТГц компоненты исследуемого события.

Выводы

1. Проведен многоволновой анализ вспышечного события 4 мая 2022 г.
2. Показано, что максимумы профилей суб-ТГц излучения и меры эмиссии корональной плазмы по данным AIA/SDO совпадают. Это указывает на существенный вклад оптически тонкой плазмы в суб-ТГц излучение вспышки вблизи максимума на частоте 93 ГГц.
3. Получены указания, что суб-ТГц излучение, по крайней мере, для некоторых вспышечных событий может быть связано с конденсацией коронального вещества, сопровождаемой формированием коронального дождя.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ No.20-52-26006, РФФИ No.22-12-00308, РФФИ No.20-72-10158, Минобрнауки (НИР No. 1021051101548-7-1.3.8) и Госзадания 0040-2019-0025.

Литература

1. Antolin P., Dolliou A., Auchere F. et al. // A&A, 2023, V.676, A112.
2. Tsap Yu.T. Smirnova V.V., et al. // ASR, 2016, V.57, p. 1449.
3. Smirnova V.V., Tsap Y.T., Ryzhov V.S. et al. // Ge. Ae. 2023, V. 63, p. 527.
4. Hannah I.G. & Kontar E.P. // A&A, 2012, V. 539, id. A146.

ПРИРОДА АСИММЕТРИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ОТНОСИТЕЛЬНО СОЛНЕЧНОГО ЭКВАТОРА В КОНЦЕ МИНИМУМА МАУНДЕРА

Соколов Д.Д.^{1,2}

¹*Физический факультет Московского Государственного Университете, Москва, Россия*

²*ИЗМИРАН, Троицк, Москва, Россия*

NATURE OF ASYMMETRY IN SUNSPOT DISTRIBUTION IN RESPECT TO THE SOLAR EQUATOR AT THE END OF THE MAUNDER MINIMUM

Sokoloff D.D.^{1,2}

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

²*IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-297-298>

Archive sunspot data from the end of the Maunder minimum show that sunspot distribution in respect to the solar equator was that times very asymmetric. Sunspot was located mainly in the Southern solar hemisphere. Correspondingly, toroidal magnetic field is thought to be located mainly in the Southern hemisphere. Conventional explanation of the asymmetry is that solar dynamo produced so called mixed parity magnetic configuration. The aim of this talk is to present another option to explain the asymmetry. The point is that dynamo drivers are mean quantities taken over an ensemble of convective vortices. The number of vortices is large however not huge. Correspondingly, a noisy component of drivers arises. Amplitude of the dynamo driver noise in the time scales of the solar cycle can be as large as a dozen percent. This asymmetry produces an asymmetry in magnetic field distribution which appears to be sufficient to explain the observed asymmetry in sunspot distribution. Explanations suggested do not exclude the previous one however it looks more natural. Indeed, mixed parity solutions appear for quite specific dynamo driver distributions only while statistical noise is inevitable.

Сохранившиеся в архивах Парижской обсерватории наблюдения распределения солнечных пятен в конце минимума Маундера указывают на то, что это распределение было гораздо более асимметричным относительно солнечного экватора, чем это наблюдается в современных циклах солнечной активности. Солнечные пятна наблюдались в основном (хотя и не исключительно) в одном из полушарий Солнца. В этих архивных данных не сохранилось прямых указаний на то, какое из полушарий Солнца изображалось на зарисовках в верхней части рисунка, а какое – в нижней. Принято считать, что полушарие, в котором сосредоточены в эту эпоху пятна, расположенное в нижней части зарисовок, южное.

Естественно считать, что эта асимметрия распределения солнечных пятен связана с тем, что асимметрично относительно солнечного экватора и распределение магнитного поля Солнца. А именно, тороидальное маг-

нитное поле в рассматриваемую эпоху было сосредоточено лишь в южном полушарии Солнца.

Возникает вопрос о том, как эта асимметрия согласуется с представлениями о работе солнечного динамо. Принятое в настоящее время объяснение предложено в работе [1], опубликованной в то же время, когда обсуждаемая асимметрия и была обнаружена. Это объяснение основано на том факте, что механизм солнечного динамо, основанный на совместном действии дифференциального вращения и зеркально-асимметричной конвекции, при определенных условиях может давать магнитные конфигурации, асимметричные относительно солнечного экватора. В литературе такие конфигурации получили название решений со смешанной четностью. Итак, стандартное объяснение асимметрии распределения солнечных пятен в обсуждаемую эпоху состоит в гипотезе о том, что в это особое время в работе солнечного динамо симметричное распределение источников генерации давало решение со смешанной четностью. Доказать, что реализовалась именно эта возможность, нельзя, поскольку наши знания о специфике солнечной конвекции в конце минимума Маундера чрезвычайно ограничены.

В этом докладе предлагается другое возможное объяснение обсуждаемой асимметрии. Источники генерации магнитного поля Солнца, а именно степень дифференциальности вращения и степень зеркальной асимметрии, являются средними величинами, вычисляемыми по ансамблю конвективных вихрей. Число этих вихрей велико, но не огромно. Поэтому источники генерации магнитного поля отягощены заметными флуктуациями. В результате величина генераторов магнитного поля в одном полушарии Солнца несколько отличаются от величины генераторов магнитного поля в другом полушарии. Оказывается, что возникающая степень асимметрии источников генерации магнитного поля вполне достаточна для того, чтобы объяснить асимметрию магнитного поля, соответствующую асимметрии солнечных пятен.

Предлагаемое объяснение не исключает, а дополняет прежнее объяснение. Его непосредственная проверка невозможна по тем же причинам, что и проверка прежнего объяснения. Оно, однако, кажется более естественным. В самом деле, возникновение конфигураций со смешанной четностью происходит при некоторых специальных распределениях генераторов магнитного поля, в то время как флуктуации источников генерации магнитного поля возникают с неизбежностью.

Автор благодарен фонду «Базис» за поддержку работы в рамках гранта 21-1-1-4-1.

Литература

1. *Sokoloff D., Nesme-Ribes E.* The Maunder minimum: a mixed-parity dynamo mode? // *Astron. Astrophys.*, 288, 293–298, 1994.

ДИССИПАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ ВО ВСПЫШЕЧНОМ МАГНИТНОМ ЖГУТЕ

Соловьев А.А.

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

MAGNETIC FIELD DISSIPATION AND ELECTRIC CURRENTS IN A FLARE MAGNETIC FLUX ROPE

Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-299-304>

A magnetic flux rope model of a solar flare is being developed, which assumes the excitation of plasma turbulence at the top of a twisted magnetic loop in solar corona. Taking into account the natural boundary conditions for the region of flare energy release, we show that for the electric current under conditions of anomalous resistance and super-dreicer electric field, a significantly smaller number of charge carriers (electrons) in this region is required.

1. Введение

В работах [1–3] мы развиваем идею о возможности вспышечного энерговыделения в отдельной скрученной магнитной силовой трубке (магнитном жгуте), когда в нем при достижении критической плотности электрического тока развивается ионно-звуковая неустойчивость, резко понижающая проводимость плазмы. Если вспышечная конфигурация состоит из многих волокон-жгутов с радиусом сечения 200–300 км, и в каждом из этих элементов тонкой структуры возникает плазменная турбулентность, то в таких волокнах благодаря аномально низкой проводимости плазмы магнитное поле быстро диссипирует со скоростью в несколько Гаусс в секунду. Такая убыль магнитного поля не только сильно разогревает плазму вследствие огромных джоулевых потерь и обеспечивает общую энергетику вспышки, но и, согласно закону индукции Фарадея, порождает на оси каждого из таких волокон очень мощные электрические поля, намного превышающие поле Дрейсера. Полем Дрейсера называют поле, при котором электрическая сила, ускоряющая заряженные частицы, сравнивается с силой трения, вызванной кулоновскими столкновениями частиц.

Изложенная идеология опирается на наблюдательные данные, полученные группой Флейшмана Г.Д. [4, 5]. Эти авторы по анализу гиротронного радиоизлучения корональных вспышек показали, что выделение энергии в них происходит не за счет вовлечения со стороны все новых магнитных потоков с последующим их пересоединением в узком токовом слое, а благодаря уменьшению напряженности магнитного поля непосредственно в области вспышки, *in situ*! Они оценили скорость убывания магнитного поля в области вспышечного выделения энергии (около

-5 Гс/с) и нашли, что индуцируемые при этом электрические поля на 5–6 порядков выше дрейсеровского поля. Этим они и объясняют чрезвычайную эффективность действующих в солнечных вспышках ускорителей, когда практически все заряженные частицы выметаются из области вспышки [5]. В данной работе мы хотим еще раз обратиться к проблеме энерговыделения в магнитном жгуте и проанализировать протекание электрических токов в этом процессе.

2. Модель горизонтального бессилового магнитного жгута

Рассмотрим равновесное магнитное волокно кругового сечения, расположенное горизонтально в гидростатической солнечной атмосфере в присутствии однородного поля сил тяжести \mathbf{g} и однородного горизонтального внешнего магнитного поля. Предполагаем трансляционную симметрию-инвариантность параметров по отношению к произвольным смещениям вдоль одной из координат (оси волокна). Пусть это будет z -ось в декартовой системе координат x, y, z , как в модели Паркера (1979), x -ось направим поперек волокна, а y -ось вертикально вверх (рис. 1). Расстояния по оси y отсчитываем вверх от поверхности фотосферы ($y = 0$), а высоту оси симметрии волокна над фотосферой обозначим как y_0 . Сила гравитации равна $\mathbf{Fg} = -\rho(y)\mathbf{g}\mathbf{e}_y$, где ρ – плотность газа. Уравнения магнитной гидростатики: условие равновесия, соленоидальности магнитного поля и уравнение состояния идеального газа:

$$(4\pi)^{-1}[(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] - \nabla P - \rho \mathbf{g} \mathbf{e}_y = 0, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0, \quad P = \mathfrak{R}T(\mu)^{-1} \quad (1), (2), (3)$$

не образуют полной системы из-за отсутствия уравнения переноса энергии, которое вследствие сложной геометрии объекта трудно представить в доступном для решения виде [6].

Наш подход состоит в том, что для устойчиво существующего, долгоживущего образования (солнечного пятна, поры, факела, протуберанца и т.п.) мы находим статическое (или, в более общем случае, стационарное) распределение давления, плотности, температуры (и течений плазмы), которые соответствуют той структуре магнитного поля, которую мы задаем предварительно, исходя из имеющихся наблюдательных данных о магнитной структуре моделируемого объекта (см. [7]). Магнитное поле волокна описывается функцией потока $A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx$, так что компоненты поля определяются как производные вида: $B_y = \partial A / \partial x$, $B_x = -\partial A / \partial y$. Функция потока позволяет представить уравнение баланса сил и выражение для плотности газа в виде:

$$\Delta A(x, y) = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad \rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}. \quad (4), (5)$$

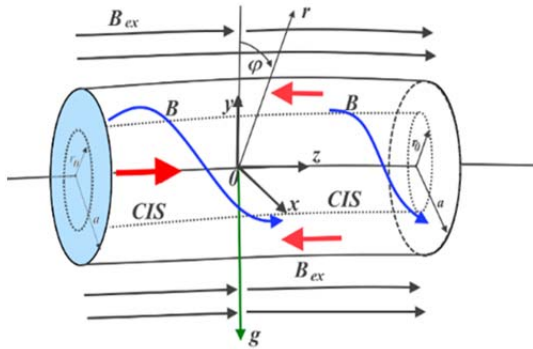


Рис. 1. Горизонтальный магнитный цилиндр радиуса сечения a с полями $B_z(r), B_\phi(r)$, как часть слабоизогнутой магнитной петли, с вершиной в короне и с основаниями в фотосфере (модель Паркера, 1979). Продольный ток экранирован,

$$I = \frac{c}{4\pi} \int_0^\infty 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\phi) dr = \frac{c}{2} rB_\phi \Big|_0^\infty = 0,$$

поэтому всегда имеется магнитная поверхность радиуса r_0 , на которой ток jz меняет знак; (CIS – current inversion surface). В области между r_0 и a азимутальное поле плавно стремится к нулю, $B_\phi(r) \rightarrow 0$, а продольное поле переходит в B_{ex} .

В данном случае мы выберем функцию потока в следующем простом виде:

$$A(x, y) = B_0(2k)^{-1} \exp[-(k^2x^2 + k^2(y - y_0)^2)]. \quad (6)$$

Здесь B_0 есть мера магнитного поля, k – масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности. Компоненты поля:

$$B_y = -B_0 k x E(x, y), B_x = B_0 k (y - y_0) E(x, y); \quad E(x, y) = \exp[-k^2(x^2 + (y - y_0)^2)]. \quad (7)$$

При переходе к цилиндрическим координатам азимутальное магнитное поле выражается следующей формулой: $B_\phi = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = B_0 k r \exp(-k^2 r^2)$, где kr – радиальное расстояние от оси жгута до данной точки. Лапласиан в левой части (4) имеет вид: $\Delta A = B_0 2kE(-\ln(E) - 1) = B_0 2kE(k^2 r^2 - 1)$. Для вывода уравнения бессилового поля мы должны в уравнении (4) опустить член с

газовым давлением, откуда следует: $2B_0^2 E [1 + \ln(E)] = \frac{dB_z^2(E)}{dE}$, и после инте-

грирования по E получаем: $\frac{E^2}{2} (1 - 2k^2 r^2) + G = \frac{B_z^2(r)}{B_0^2}$. Здесь $G = \frac{B_z^2(\infty)}{B_0^2} = \frac{B_{ex}^2}{B_0^2}$ –

константа интегрирования, и $B_z(\infty) \equiv B_{ex}$ есть напряженность внешнего продольного поля, необходимого для удержания жгута от бокового расширения на бесконечность. Это давление возникает здесь естественным образом как результат интегрирования, а не вводится как дополнительное действие.

$$\frac{B_z(r)}{B_0} = \sqrt{G + \frac{E^2}{2} (1 - 2k^2 r^2)}. \quad (8)$$

Поведение этой функции для двух значений константы G показано на рисунках 2a и 2b. Как видим, продольное магнитное поле резко уменьшается в области, где плотность электрического тока меняет знак (см. рисунки 1 и 2a); и далее обращается в нуль на CIS, когда внешнее давление опускается до определенного критического предела $G_{cr} = 0.0676656239$ (рис. 2b). В этот момент магнитное поле на оси жгута примерно в три раза превышает внешнее продольное поле, предохраняющее жгут от бокового расширения.

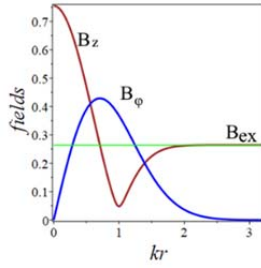


Рис. 2а. Принято $G = 0.07 > G_{cr}$. Функция (9) сильно «проседает» вблизи CIS, недалеко от максимума азимутального поля, но еще не обращается в ноль при $kr = 1$.

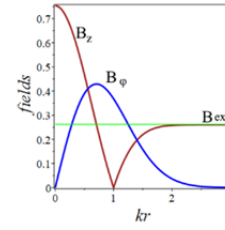


Рис. 2б. Здесь $G = G_{cr} = 0.0676656239$, и функция обращается в ноль на CIS, при $kr = 1$. Поле на оси больше внешнего в 2.8 раза.

3. Электрические токи в магнитном жгуте

Плотность продольного электрического тока в магнитном волокне дана на рис. 3а в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$: $j_z = -c\Delta A(4\pi)^{-1} = -B_0kc(4\pi)^{-1} [2E(r)(1-k^2r^2)]$. Её максимальная величина равна 2. Рис. 3б показывает разрывное поведение азимутального тока на магнитной поверхности CIS, когда внешнее давление G достигает своего критического значения. Этот разрыв обусловлен скачком производной $j_\varphi(kr) = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$ при $kr = kr_0 = 1$. Распределение тока в магнитном жгуте описывается также и бессильным параметром [1, 2]: $\alpha(r) = -(3F' + rF'') \cdot (4B_\varphi B_z)^{-1}$, где $F(r) = B_z^2 + B_\varphi^2$. Зависимость $\alpha(r)$ при различных значениях G дана на рис. 3с. На обеих сторонах поверхности CIS, при достижении G_{cr} , формируется тонкий слой, в котором азимутальный ток и бессильный параметр неограниченно нарастают – такова особенность всех бессильных магнитных конфигураций с осевой симметрией [3].

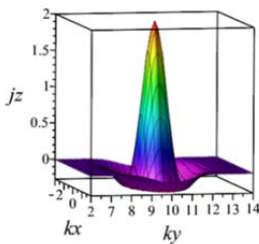


Рис. 3а. Распределение плотности продольного тока жгута на плоскости (kx , ky).

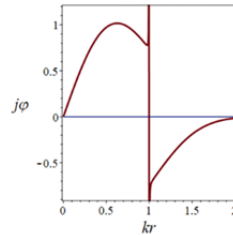


Рис. 3б. Разрыв азимутального тока на при $kr = 1$, он вызван скачком производной B_z (рис. 2б), при $G = G_{cr}$.

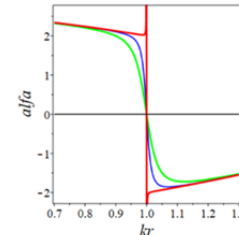


Рис. 3с. Бессильный параметр при различных G : *green* – $G = 0.0685$, *blue* – $G = 0.0678$, *red* – $G = 0.067667 \rightarrow G_{cr}$.

4. Плазменная турбулентность и концентрация электронов

По определению, плотность электрического тока равна: $j = n_e e V_{dr}$, где дрейфовая скорость есть скорость движения носителей заряда – электронов. Для возбуждения ионно-звуковой неустойчивости она должна превысить скорость ионного звука. Введем отношение дрейфовой скорости к

скорости ионного звука: $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}}$, где $V_{is} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}}$ и M – средняя масса ионов,

равная для Солнца: $M = 1.3m_p$. Тогда $j = n_e e \gamma V_{is}$. Условия для возбуждения плазменной ионно-звуковой неустойчивости складываются не во всей магнитной петле, а лишь в вершинной её части, вышедшей в корону. Разделим весь объем этой петли на две области: область вспышечного энерговыделения, параметры которой будем обозначать знаком (i) , и остальную, невозмущенную часть жгута, чьи параметры обозначим знаком (0) . Границы этих областей – торцевые поверхности магнитного цилиндра на рисунке 1. Здесь должны выполняться граничные условия непрерывности электрического тока и газового давления. Ранее эти ограничения не учитывались. Если во внешней области жгута неустойчивость отсутствует $\gamma = V_{dr} V_{is}^{-1} \leq 1$, то

$$V_{is} \text{ при } T_e^{(0)} = 10^6 \text{ K равна: } V_{is}^{(0)} = \sqrt{\frac{k_B T_e^{(0)}}{M}} = \sqrt{\frac{1.38 \cdot 10^{-16} 10^6}{1.3 \cdot 1.67 \cdot 10^{-24}}} = 8 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (9)$$

$$\text{и ток } j^{(0)} = n_e^{(0)} e V_{is}^{(0)} = n_e^{(0)} 4.8 \cdot 10^{-10} 8 \cdot 10^6 = n_e^{(0)} 3.84 \cdot 10^{-3} \text{ (CGSE)}. \quad (10)$$

В этой области проводимость плазмы спитцеровская, $\sigma_{Sp}^{(0)} = 10^7 T^{3/2} = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, тогда электрическое поле при $n_e^{(0)} = 10^9 \text{ см}^{-3}$ будет меньше поля Дрейсера:

$$E^{(0)} = \frac{j^{(0)}}{\sigma_{Sp}} = \frac{3.84 \cdot 10^6}{10^{16}} = 3.84 \cdot 10^{-10} < E_{Dr} = 10^{-8} \text{ (CGSE)}. \quad (11)$$

Пусть теперь в области вершины магнитной петли $\gamma^{(i)} = V_{dr} V_{is}^{-1} > 1$, т.е. возбуждена ионно-звуковая неустойчивость. Согласно [3], эффективная проводимость при этом выражается формулой $\sigma_{eff}^{(i)} = 4.5 \cdot 10^4 \cdot \gamma^{-1} \sqrt{n_e^{(i)}} \text{ с}^{-1}$, а индуцированное электрическое поле на оси волокна равно [3]: $E^{(i)}(0) = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_0^\infty B_\varphi dr = -\frac{\delta}{2c} \frac{dB}{dt}$, где $\delta = k^{-1}$ – поперечный масштаб (радиус сечения волокна). Убыль магнитного поля по времени для бессилового магнитного жгута составляет [3]: $\frac{dB}{dt} = -\frac{B_0 c^2}{\sigma_{eff} \delta^2}$. Значит, $E^{(i)}(0) = \frac{B_0}{\delta} \frac{c}{2\sigma_{eff}}$. Отношение $B_0 \delta^{-1}$, выражающее силу тока, определяется через γ [3]: $\frac{B_0}{\delta} = \gamma^{(i)} \frac{n_e^{(i)} \sqrt{T_e^{(i)}}}{1.13 \cdot 10^{15}}$. Отсюда:

$$E^{(i)}(0) = 1.327 \cdot 10^{-5} \gamma^{(i)} (\sigma_{eff}^{(i)})^{-1} n_e^{(i)} \sqrt{T_e^{(i)}}. \quad (12)$$

Подставив в (12) выражение для аномальной проводимости плазмы, получим: $E^{(i)}(0) = 2.95 \cdot 10^{-10} (\gamma^{(i)})^2 \sqrt{n_e^{(i)} T_e^{(i)}}$. Если принять, что: $n_e^{(i)} = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e^{(i)} = 10^7 \text{ K}$, то $E^{(i)}(0) = 2.95 (\gamma^{(i)})^2 10^{-2} \text{ (CGSE)}$. Это – очень большое поле, на 6 порядков больше поля Дрейсера. Будучи приложено к свободным заряженным частицам, оно уже на дистанции в 1 тыс. км ускорило бы их до сотен Мэв. Но в условиях плазменной турбулентности носители за-

ряда, токовые электроны, не только несвободны, но и подвергаются в миллион раз большему рассеянию из-за взаимодействия с «плазмонами» – высокочастотными колебаниями электростатического поля. Из (12) получаем величину тока при аномальном сопротивлении $j^{(i)} = 1.327 \cdot 10^{-5} \gamma^{(i)} n_e^{(i)} \sqrt{T_e^{(i)}} = 4.19 \gamma^{(i)} n_e^{(i)} 10^{-2} (CGSE)$. Приравнявая этот ток к току вне области вспышечного энерговыделения (10), находим, что концентрация электронов в области протекания аномального тока более чем на порядок **меньше** их концентрации в невозмущенной части жгута:

$$n_e^{(0)} \approx 10 \gamma^{(i)} n_e^{(i)}. \quad (13)$$

Этот же вывод мы получим, сравнив газовые давления на торцах цилиндра (рис.1), внутри области энерговыделения, где T составляет несколько десятков млн К, с температурой плазмы в невозмущенной части петли.

$$n_e^{(0)} T_e^{(0)} = T_e^{(i)} n_e^{(i)}. \quad (14)$$

Сопоставляя (13) и (14), мы получаем оценку: $\gamma^{(i)} = \frac{1}{10} \frac{T_e^{(i)}}{T_e^{(0)}}$. (15)

Если отношение температур равно 10, то $\gamma^{(i)} = 1$, если 20, то $\gamma^{(i)} = 2$ и т.д.

5. Заключение

Обнаруженный в [5] эффект «выметания частиц из области энерговыделения вспышки» может быть объяснен не мощным ускорением их на супер-дрейсеровском электрическом поле (что привело бы к нереально большим энергиям частиц), а спецификой протекания электрического тока в среде с резко пониженной проводимостью плазмы и очень большим электрическим полем, когда для поддержания той же, что и в невозмущенном состоянии, плотности электрического тока требуется значительно меньшее количество носителей заряда.

Литература

1. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Force free magnetic flux ropes: inner structure and basic properties // Monthly Notices of Royal Astron. Soc., 2021, 505, pp. 4406-441
2. Solov'ev A.A. Force free magnetic flux ropes: string confinement of super-strong magnetic fields and flare energy release // Monthly Notices of Royal Astron. Soc., 2022, 515, № 4, pp. 4981-4989.
3. Соловьев А.А., Киричек Е.А. Особенности вспышечного энерговыделения в бессильных магнитных жгутах // Письма в Астрономический журнал, 2023, Том 49, №5, сс.353-366. (Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Properties of flare energy release in force free magnetic flux ropes // Astronomy Letters, 2023, vol. 49, no. 5, pp. 256-268).
4. Fleishman G.D. et al. Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare // Science, 2020, 367, 278-280.
5. Fleishman G.D., Nita G.M., Gelu M., Chen, Bin. Solar flare accelerates nearly all electrons in a large coronal volume // Nature, 2022, Vol. 606, Pp.674-677.
6. Parker E.N. Cosmic Magnetic Fields. Part 1. Clarendon Press, Oxford, 1979.
7. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Structure of solar faculae // Monthly Notices of Royal Astron. Soc., 2019, 482, №4, pp. 5290-5301.

ТЕМП УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ ВО ВСПЫШКАХ M4.0 16 ИЮЛЯ и M5.7 17 ИЮЛЯ 2023 ГОДА

Струминский А.Б.¹, Садовский А.М.¹, Григорьева И.Ю.²

¹*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

PROTON ACCELERATION RATE IN FLARES: M4.0 ON 2023 JULY 16 AND M5.7 ON 2023 JULY 17

Struminsky A.B.¹, Sadovskii A.M.¹, Grigoryeva I.Yu.²

¹*Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia*

²*Main Astronomical (Pulkovo) Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-305-308>

We analyzed proton and HXR enhancements of the ACS SPI count rate in the events: (1) M4.0 on July 16 and (2) M5.7 on July 17, 2023. The onsets of >100 keV HXR enhancements are taken as zero time. Duration of proton acceleration and rate of energy gain are estimated by using onsets of the proton enhancements. The proton onset is at +13 min in (1) and at +30 min in (2). For path length of 1.3 a.u. the delay time of proton arrival relatively photons (1 a.u.) is 6 min and 17 min for proton energy of 500 and 100 MeV, respectively. Plasma was heated up to 12 MK (onset of proton acceleration) with 2 min delay in (1) and without delay in (2) relatively to zero, i.e. for proton acceleration and propagation were available 11 min in (1) and 30 min in (2). Therefore protons of 300 MeV were arrived firstly in (1) and protons of 100 MeV in (2). Duration of proton acceleration would be 300 s and, therefore, acceleration rate should be not less than 1.7 MeV/s in (1). Duration of proton acceleration would be 780 s and, therefore, acceleration rate should be 0.13 MeV/sc in (2). Fast electron acceleration ~10 MeV/s (“early” proton enhancement of ACS SPI count rate) was realized in the M4.0 flare, but “slow” electron acceleration (“late” proton enhancement) in the M5.7 flare. Early and weak proton enhancement in the event (1) allows to suggest that an amount of >500 MeV protons enough for the ACS SPI enhancement, but not for neutron monitors might arrive after +10 min in the event on October 28, 2021 (GLE73).

Оценки времени ускорения электронов до 100 кэВ, которые составляют от нескольких десятков до нескольких сотен мс [1, 2], известны из наблюдений. Если взять предельные оценки в 10 и 1000 мс, то темп набора энергии электронами будет 10 и 0.1 МэВ/с. Темп набора энергии протонами не может превышать эти значения. Если ускорение происходит в одном и том же электрическом поле, то можно ожидать разброс времени ускорения протонов до 100 МэВ от 10 до 1000 с, а для протонов 300 МэВ (генерации π_0 -мезонов) – от 30 с до 50 мин.

Распад π_0 -мезонов (γ -кванты >65 МэВ) в мощных солнечных вспышках обычно наблюдается через 3–4 мин после нагрева плазмы до 12 МК (начала ускорения протонов [3]), т.е. темп набора энергии протонами оказывается <2 МэВ/с, что согласуется с наблюдаемым темпом набора энергии электронами.

Время распространения протонов 100 МэВ до Земли по спирали Паркера (1.3 а.е. при скорости солнечного ветра 300 км/с) составляет 25 мин (запаздывание относительно фотонов 17 мин). При ускорении на Солнце протонов в диапазоне от 100 до 300 МэВ и их регистрации на Земле, становятся существенными эффекты дисперсии по скоростям, т.е. не всегда на Землю первыми приходят протоны больших энергий.

Цель работы – сделать оценки темпа набора энергии протонами во вспышках (1) M4.0 16 июля и (2) M5.7 17 июля 2023 года по наблюдениям первого прихода протонов и сравнить их со случаями «раннего» (17 мая 2012, GLE71) и «позднего» (28 октября 2021, GLE73) прихода протонов [3–5]. Анализируются кривые блеска Антисовпадательной защиты спектрометра на ИНТЕРГАЛе (ACS SPI), которая регистрирует жесткое рентгеновское излучение (HXR) >100 кэВ. Это могут быть как первичные (в частности, солнечные), так и вторичные фотоны. Вторичные фотоны рождаются в теле детектора под действием протонов космических лучей >100 МэВ (галактических (ГКЛ) и солнечных (СКЛ)). На рис. 1А показан темп счета ACS SPI за 50 мс, сглаженный за 1 мин после вычитания фона ГКЛ. Монотонное возрастание темпа счета ACS SPI более ~10 мин после начала солнечного HXR излучения (рис. 1А), обычно связаны с СКЛ [3–5].

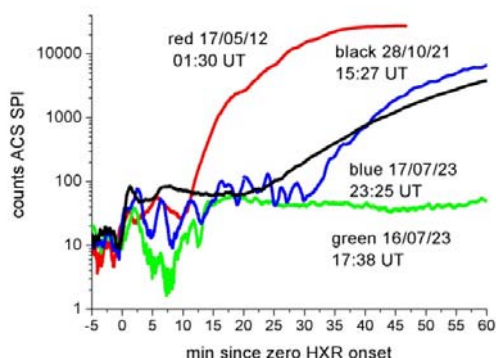


Рис. 1А.

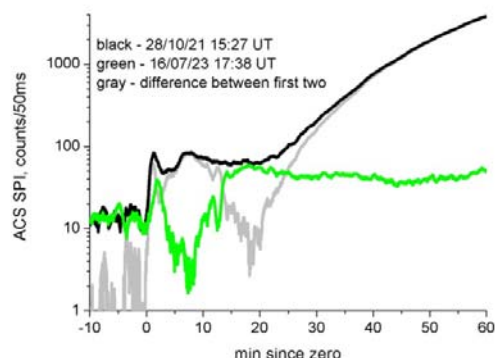


Рис. 1Б.

При заполнении таблицы 1 мы руководствовались данными в файлах YYYYMMDD.txt [6]. Все времена указаны в минутах относительно нуля – начала радиоизлучения на 15.4 ГГц. Столбцы: «А» дата, нулевое время UT и координаты вспышки; «Б» балл и начало SXR вспышки; «В» начало и конец превышения T_{SXR} 12Мк; «Г» начало отклика ACS SPI на солнечные HXR и протоны [7]; «Д» максимальная зарегистрированная частота RSTN (ГГц), начало и конец; «Е» минимальная зарегистрированная частота RSTN (МГц), начало и конец; «Ж» типы непрерывных радио всплесков, начало и конец; «З» радио всплески II типа, начало и конец; «И» момент первого появления KBM (LASCO_C2), средняя скорость (км/с) и угол распространения [8]; «К» интенсивность протонов >10 МэВ ($\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$) [9].

Таблица 1.

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	З	И	К
17.05.12 01:30UT N13W87	M5.1 -5	-1 +38	0 +10	15.4 0 +14	245 -1 +28	IV +2 +82	+1 +11	+18 1582 268	255
28.10.21 15:27UT S26W05	X1.0 -10	0 +17	0 +20	15.4 +18	245 0 +25	IV +5 +102	+2 +26	+21 1526 189	22
16.07.23 17:38UT S23W58	M4.0 -2	+2 +15	0 +13	15.4 0 +3	245 -1 +6	V 0 +14	нет	+15 1239 220	0.1 4
17.07.23 23:25 UT S26W87	M5.7 - 7	-3 +25	0 +30	15.4 +10 +21	245 -12 +25	STM +35 +374	нет	+11 1385 223	614

В таблице 2 представлены (через вертикальную черту |), рассчитанные времена τ_p (с) и темпы ускорения A_p (МэВ/с) протонов для разных кинетических энергий E_p . Они вычислены по началу регистрации протонов ACS SPI T_{pACS} (второй столбец, мин) и времени запаздывания протонов E_p при распространении по спирали Паркера до Земли (путь 1.3 а.е.), относительно электромагнитного сигнала T_{DELAY} (третья строка, мин): $\tau_p = 60 (T_{pACS} - T_{DELAY})$ и $A_p = E_p/\tau_p$. В событии 17 мая 2012(GLE71) наблюдалось одно из самых «ранних» возрастаний ACS SPI [3, 5] на 10 мин, относительно нуля. Темп ускорения протонов в GLE71 был сопоставим или даже больше (табл. 2), чем оцененный по π_0 -распаду выше в тексте.

Таблица 2.

E_p , МэВ		100	200	300	400	500	1000
$\alpha = V/c$		0.43	0.57	0.65	0.71	0.76	0.88
дата	мин	17	11	8.27	6.86	5.96	4.31
17/05/12	10	нет	нет	104 2.9	188 2.1	242 2.1	341 2.9
28/10/21	20	180 0.6	540 0.4	704 0.4	788 0.5	842 0.6	941 1.1
16/07/23	7	нет	нет	нет	9 47	63 8	300 3.3
	11	нет	нет	164 1.8	248 1.6	302 1.7	401 2.5
17/07/23	30	780 0.1	1140 0.2	1304 0.2	1388 0.3	1442 0.3	1541 0.6

В силу наблюдения протонного возрастания (1) на фоне падающего потока СКЛ от предыдущего протонного события, время начала определено с разбросом от +9 до +13 мин (рис. 1А). Вспышка (1) необычная – момент прогрева плазмы до 12МК (начало ускорения протонов) запаздывает, относительно начала HXR излучения на 2 мин (табл. 1). По нашим представлениям [3, 10] это должно уменьшить время ускорения протонов также на 2 мин, соответственно до 7 и 11 мин (табл. 2). Поэтому оценки темпа ускорения протонов в (1) не превышают аналогичные оценки для GLE71 (при начале протонного возрастания не ранее +12 мин).

Начало протонного возрастания в событии 28 октября 2021(GLE73) было «поздним», на +20 мин [3,4], а темп ускорения протонов был слабым (табл. 2). Однако наблюдение «раннего» и слабого протонного возрастания в событии (1) позволяет предположить, что в GLE73 в темп счета ACS SPI после +10 мин (рис. 1А) мог быть существенный вклад от протонов СКЛ >300 МэВ. На рис. 1Б серым цветом показана разница между кривыми блеска 28 октября 2021 года (черный цвет) и события (1) (зеленый цвет). «Позднее» протонное возрастание на +30 мин в событии (2) соответствует еще более слабому темпу ускорения протонов (табл. 2). Аналогичные соображения могут быть применимы к событию (2) о возможном вкладе слабого протонного возрастания (1) от протонов СКЛ >300 МэВ (рис. 1А).

Поток протонов >100 МэВ J_{100} в событии (1) 16 июля 2023 года можно оценить по данным ACS SPI, зная разницу в 100 импульсов между фоновым и наблюдаемым темпом счета, $J_{100} = J_{ГКЛ} (N - N_{фон}) / N_{фон1} = 0.0015$ (см² с ср)⁻¹, где $N_{фон1} = 6843$ имп/50 мс (28 октября 2021 года) и $J_{ГКЛ} = 0.1$ (см² с ср)⁻¹. Далее можно оценить поток протонов >10 МэВ J_{10} в предположении степенного спектра $E^{-\gamma}$, используя найденную величину J_{100} . Для жесткого спектра (28 октября 2021) с показателем $\gamma = 1.7$ получим $J_{10} = J_{100} E_{100}^{\gamma} / E_{10}^{\gamma} < 0.1$ (см² с ср)⁻¹, т.е. J_{10} не превысит фон ГКЛ. Для мягкого спектра (17 июля 2023) при $\gamma = 3.4$ получим $J_{10} = 4$ (см² с ср)⁻¹, т.е. выше фона ГКЛ, но ниже порога СПС 10 (см² с ср)⁻¹. Эти оценки приведены в табл. 1 в строке «К» для (1). Показатель спектра в событиях 28 октября 2021 года и 17 июля 2023 года вычислен в [10] по наблюдаемым максимальным величинам темпа счета ACS SPI и потока J_{10} . Подчеркнем, что вспышка M4.0 16 июля 2023 года отвечает всем критериям протонных вспышек [11].

Литература

1. *Altyntsev A.T., et al.* // *Astrophys. J.*, 2019, V. 883:38 (13pp).
2. *Лысенко А.Л. и др.* // *УФН*, 2020, Т. 190, С. 878–894.
3. *Григорьева И.Ю. и др.* // *Косм. Иссл.*, 2023, т. 61, № 3, с. 230–241.
4. *Струминский А.Б. и др.* // *Изв. РАН. Сер. Физ.*, 2023, том 87, № 7, с. 1028–1032.
5. *Григорьева И.Ю., Струминский А.Б.* // *Астрон. журн.*, 2022, Т. 99, № 6, с. 486–495.
6. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/2023/
7. <https://isdc.unige.ch/~savchenk/spiaccs-online/spiaccspnlc.pl>
8. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list
9. https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/index.php?gcm=1&lang=ru
10. *Струминский А.Б. и др.* // *Косм. Иссл.*, 2023, принято в печать.
11. *Струминский А.Б. и др.* // *Геомагн. и Аэронаом.*, 2023, принято в печать.

АНАЛИЗ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ, ВЫЗВАВШИХ СОБЫТИЯ ТИПА GROUND LEVEL ENHANCEMENT

Сулейманова Р.А.¹, Мирошниченко Л.И.², Абраменко В.И.¹

¹*Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

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

ANALYSIS OF ACTIVE REGIONS THAT CAUSED GROUND LEVEL ENHANCEMENT EVENTS

Suleymanova R.A.¹, Miroshnichenko L.I.², Abramenko V.I.¹

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-309-312>

Particles accelerated during flares can cause abrupt increases in the intensity of solar cosmic rays (GLE events) registered on the Earth. Such powerful explosions have sources in the Sun, active regions (ARs). In this paper, the identification of GLE events observed in 1942–2021 with ARs was carried out. For the verification of the identification, for data since 1970 to 2017, a comparison of the found ARs number with that from the catalogues of solar particles events of 1970–2017 was carried out. The identified ARs were classified following the magneto-morphological classification. The average total unsigned magnetic flux of ARs that caused GLE events in 1997–2021 was also calculated. It is shown the majority of GLE-related ARs are complex irregular ARs with high magnetic flux.

Ускоренные частицы (солнечные космические лучи) во время вспышек могут обладать энергиями от нескольких десятков КэВ до нескольких сотен МэВ, т.е. создавать солнечные протонные события (СПС). Если энергия частиц больше 500 МэВ, то возникает событие типа Ground Level Enhancement (GLE) [11, 12], при котором наземные детекторы регистрируют резкое возрастание интенсивности космических лучей. Подобные события происходят редко, тем не менее, вносят особый вклад в вопрос солнечно-земных связей. Одним из вопросов является отождествление событий GLE с источником на Солнце: вспышками, а также с активными областями (АО), которые эти вспышки образуют. С 1955 года ведутся каталоги СПС, где проводится сопоставление СПС с номерами АО. 1955–1979: сопоставление СПС с данными обсерватории Mc Math-Hulbert (номер кальциевого флоккула АО [5, 10]). 1970–1986: сопоставление СПС с данными обсерватории Meudon [5, 8]. 1970–1979: Mount Wilson [5]. 1982 – настоящее время: National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) [1, 8, 15, 19]. Такая разнообразная нумерация является не совсем удобной для анализа АО, а также не покрывает весь временной ряд (начало наблюдений GLE событий – это 1942 г. [14]). В то же время, имеется каталог с

номерами АО по данным Гринвичской обсерватории (1874–1976 гг., <https://www.ukssdc.ac.uk>, [7]), который покрывает непрерывный интервал временного ряда, вплоть до введения нумерации NOAA (с 1974 г., solarcyclescience.com/activeregions). В данной работе мы попытались упорядочить отождествление номеров АО, связанных с GLE событиями.

Данные о GLE событиях 1998–2021 гг. были взяты из международной базы данных нейтронных мониторов (Neutron Monitor Database, NMDB, <https://www.nmdb.eu/>), для данных 1970–1998 гг. использовалась информация с Solar Geophysical Data (SGD, <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/sgd.html>), для данных 1955–1969 использовался каталог СПС [10], для данных 1942–1949 гг. использовалась информация с [11].

Для отождествления АО с GLE событиями мы использовали следующие данные:

- Зарисовки и магнитограммы, предоставленные Дебреценовской обсерваторией (DPD, fenyi.solarobs.csfk.mta.hu/DPD/, [7,13])
- Зарисовки и измерения магнитных полей солнечных пятен, предоставленные Крымской астрофизической обсерваторией РАН (<https://sun.crao.ru/observations/sunspots-magnetic-field>)
- Магнитограммы магнитного поля по лучу зрения полного диска Солнца в спектральной линии Ni I 6768Å с разрешением 4", полученные инструментом Michelson Doppler Imager (MDI) космического аппарата Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) [17]
- Магнитограммы магнитного поля по лучу зрения в спектральной линии Fe I 6173.3 Å с разрешением 1" (Space-weather HMI Active Region Patches), полученные инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) космического аппарата Solar Dynamic Observatory (SDO) [18].

Отождествление происходило следующим образом. На дату GLE события открывалась зарисовка и/или магнитограмма полного диска Солнца. Считая, что координаты АО и вспышки отличаются не сильно, мы искали нужную нам АО. В том случае, если вспышка произошла за лимбом, рассматривались предыдущие/последующие дни, считая, что широта АО изменялась не сильно, а по долготе она проходила примерно 13.5° в день. Таким образом, из 73 GLE событий, наблюдавшихся с 1942 г по наше время, было отождествлено с АО 71 событие. Для двух GLE событий (GLE 16–17) АО не удалось найти.

Была произведена проверка получившихся данных. Мы сравнили найденные АО с данными, содержащимися в каталогах СПС за 1970–2017 гг. следующим образом. Используя [5], были сравнены номера АО по каталогу обсерватории Mount Wilson с полученными номерами АО по каталогу Гринвичской обсерватории. Используя [8, 19, 1, 15], сравнивались номера АО в системе NOAA. Всего было сопоставлено 51 АО, из них 47 совпали с данными по нашему списку. Для четырех АО (GLE 33–36) сравнение было невозможным, так как для них не было найдено номера АО по

Mount Wilson. Из проведенного сравнения можно утверждать, что отождествление АО с 1970 по 2017 гг. было проведено нами с достаточной точностью, поэтому есть основания полагать, что и остальные отождествления (за 1942–1969 гг.) являются надежными.

Каждой АО присваивался класс в соответствии с магнито-морфологической классификацией (ММК) [2–4]. Кратко ее суть заключается в следующем. Все АО делятся на группы. Регулярные АО (класс А), которые выполняют эмпирические законы (закон полярности Хейла, закон Джоя, правило доминирования лидирующего пятна), и, возможно, были созданы глобальным динамо-процессом. Нерегулярные АО (класс В), не подчиняющиеся эмпирическим законам, на формирование которых в разной степени повлияла турбулентность конвективной зоны. Униполярные АО выделяются в отдельный класс U. Среди 71 проклассифицированной АО были найдены: одна регулярная АО, одна униполярная АО, остальные 67 были проклассифицированы как нерегулярные АО.

Для АО, наблюдавшихся с 1997 по 2021 гг. был посчитан полный беззнаковый магнитный поток по методу, представленному в работе [3]. Полученное значение было сопоставлено с таким же средним потоком большего числа АО, наблюдавшихся в 23–24 солнечных циклах и представленных в каталоге ММК [3, 4]. Получено, что средние потоки АО, вызвавших GLE события, в 6 раз больше ($5.92 \cdot 10^{22}$ Мх против $0.92 \cdot 10^{22}$ Мх), чем средний поток регулярных АО, и в 2 раза больше ($5.92 \cdot 10^{22}$ Мх против $2.62 \cdot 10^{22}$ Мх) среднего потока нерегулярных АО.

Суммируя, можно заключить, что в основном АО, вызывающие события типа GLE, являются сложными, нерегулярными АО с большими потоками. Возможна некоторая генетическая связь этих активных областей с другими группами сложных АО, например с Super Active Regions (SARs) [6, 9], или, например, с Rogue active regions [16]. Изучение таких групп АО может дать информацию о нелинейностях глобального динамо-процесса на Солнце.

Авторы благодарны В.Н. Ишкову за обсуждение и предоставление необходимой информации.

Литература

1. *Логачёв Ю. И., Базилевская Г. А., Вашенюк Э. В. и др.* Каталог солнечных протонных событий 23-го цикла солнечной активности (1996–2008 гг.) // ESDBrepository. ГЦ РАН. 2016. Москва
2. *Abramenko V.I.* Signature of the turbulent component of the solar dynamo on active region scales and its association with flaring activity // MNRAS. 2021. Vol. 507. No. 3, pp. 3698–3706
3. *Abramenko V.I., Suleymanova R.A., Zhukova A.V.* Magnetic fluxes of solar active regions of different magneto-morphological classes – I. Cyclic variations // MNRAS. 2023. Vol. 518. Iss.3, pp. 4746–4754

4. *Abramenko V.I., Zhukova A.V., Kutsenko A.S.* Contributions from Different-Type Active Regions Into the Total Solar Unsigned Magnetic Flux // *Geomagn. Aeron.* 2018. Vol. 58, pp. 1159–1169
5. *Akinyan S.T., Bazilevskaya G.A., Ishkov V.N. et al.* Catalog of solar proton events 1970–1979 // ESDB repository. GC RAS. 1983. Moscow
6. *Bai T.* Distribution of flares on the Sun: superactive regions and active zones of 1980–1985 // *ApJ.* 1987. Vol. 314, pp. 795–807
7. *Baranyi T., Györi L., Ludmány A.* On-line Tools for Solar Data Compiled at the Debrecen Observatory and Their Extensions with the Greenwich Sunspot Data // *Solar Physics.* 2016. Vol. 291, pp. 3081–3102
8. *Bazilevskaya G.A., Vashenyuk E.V., Ishkov V.N. et al.* Solar Proton Events Catalogue 1980–1986. Plots of the time profiles and energetic spectra of protons, synoptic charts and schemes of sunspot groups // ESDB repository. GC RAS. 1990. Moscow
9. *Chen A.Q., Wang J.X., Li J.W., et al.* Statistical properties of superactive regions during solar cycles 19–23 // *A&A.* 2011. Vol. 534, A47
10. *Dodgell H.W., Hedeman E.R., Kreplin R.W. et al.* Catalog of solar particles events, 1955–1969 // *Astrophysics and Space Science Library* (Dordrecht (Netherlands): D. Reidel). 1975. Vol. 49.
11. *Duggal S.P.* Relativistic solar cosmic rays // *Reviews of Geophysics and Space Physics.* 1979. Vol. 17, pp. 1021–1058
12. *Forbush S.E.* Three unusual cosmic-ray increases possibly due to charged particles from the Sun // *Physical Review.* 1946. Vol. 70, pp. 771–772
13. *Györi L., Ludmány A., Baranyi T.* Comparative analysis of Debrecen sunspot catalogues // *MNRAS.* 2017. Vol. 465, No. 2, pp. 1259–1273
14. *Lange I., Forbush S.E.* Note on the Effect on Cosmic-Ray Intensity of the Magnetic Storm of March 1, 1942 // *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research).* 1942. V. 47. No. 2, pp. 185
15. *Logachev Yu.I., Bazilevskaya G.A., Vlasova N.A.* Catalog of solar proton events in the 24th cycle of solar activity (2009–2019) // ESDB repository. GC RAS. 2022. Moscow
16. *Nagy M., Lemerle A., Labonville F. et al.* The Effect of "Rogue" Active Regions on the Solar Cycle // *Solar Physics.* 2017. Vol. 292. No. 11, pp. 167
17. *Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I. et al.* The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager // *Solar Physics.* 1995. Vol. 162, pp. 129–188
18. *Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I. et al.* Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics.* 2012. Vol. 275, pp. 229–259
19. *Sladkova A.I., Bazilevskaya G.A., Ishkov V.N. et al.* Catalogue of Solar Proton Events 1987–1996 // ESDB repository. GC RAS. 1998 Moscow

ТОРОИДАЛЬНО-U-ТОРОИДАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО

Тлатов А.Г.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

TOROIDAL-U-TOROIDAL MODEL OF SOLAR DYNAMO

Tlatov A.G.

Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Kislovodsk, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-313-316>

Variations of the azimuthal magnetic fields of the Sun in the 24–25 activity cycles of the activity cycles according to the SDO/HMI telescopes are considered. To identify azimuthal magnetic fields, the analysis of daily observations of LOS magnetic fields from the regions near the solar limb was performed. It is shown that with a sufficiently large averaging of the data, large-scale structures are distinguished that can be interpreted by horizontal magnetic fields directed along the East-West line. Azimuthal magnetic fields are visible both in the low-latitude zone and at high latitudes. Azimuthal fields at the same latitudes have opposite directions in the northern and southern hemispheres, and also change sign in even and odd cycles of activity.

The mechanism of formation of global azimuthal magnetic fields and their role in the cycle of solar activity is discussed. The near-surface azimuthal magnetic field is closely related to the activity cycle. Apparently, the azimuthal field is formed from U-shaped flux tubes of active regions (AR). Due to the presence of the tilt angle AR during differential rotation, the subsurface magnetic fields are pulled in the azimuthal direction. The role of azimuthal magnetic fields in solar activity cycles is considered. A scheme for generating a magnetic field according to a scheme different from Babcock-Leighton dynamo models is proposed.

Введение

Солнечная цикличность проявляется как упорядоченный процесс возбуждения и диссипации магнитного поля и является следствием индуктивного действия потоков жидкости на крупномасштабные магнитные поля. Солнечный фотосферный магнитный поток формируется при всплытии тороидальных магнитных полей из недр Солнца в виде активных областей (АО), преимущественно в виде биполярных структур.

В данной работе выполнен анализ наблюдений магнитных полей вдоль луча зрения, но основное внимание уделено выделению горизонтальных крупномасштабных магнитных полей.

На основе наблюдательных данных предложен механизм формирования приповерхностного магнитного поля и формирования источников для генерации следующего цикла активности.

Выделение азимутальных магнитных полей

Прямые измерения горизонтальных магнитных полей могут быть выполнены при наблюдениях полного вектора магнитного поля на фотосфере. Вместе с тем существуют сложности регистрации и интерпретации сигнала поперечной компоненты поля. Поскольку наблюдения горизонтальных магнитных полей затруднены, воспользуемся данным наблюдений продольной компоненты магнитного поля. Будем рассматривать области вблизи солнечного лимба, где азимутальная компонента магнитного поля может быть видна под небольшим углом. Для лучшего определения азимутальной компоненты можно рассматривать разность интенсивности магнитных полей вблизи восточного (E) и западного лимбов (W). Основными данными в данной работе являлись данные наблюдения магнитных полей HMI/SDO.

На рис. 1 представлена диаграмма разности магнитных полей ($B_E - B_W$). Для уменьшения шума ежедневные значения на каждом интервале широт сглаживались скользящим окном 27 дней.

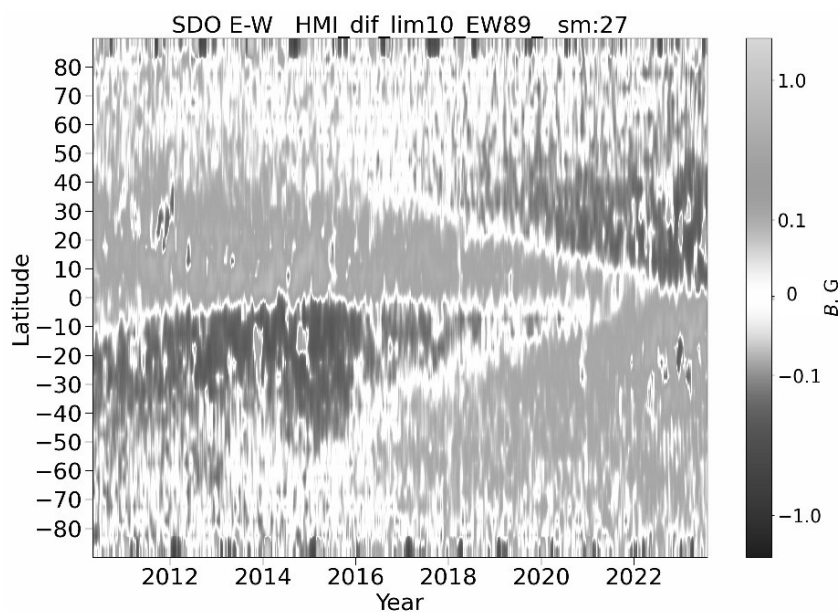


Рис. 1. Разность измерений магнитного поля на восточном и западном лимбе ($B_E - B_W$) по данным SDO/ HMI.

В зоне образования солнечных пятен мы видим униполярные области. Наблюдается широтный дрейф областей одного знака в течение цикла активности от средних широт к экватору. Подобный метод и картина распределения магнитных полей наблюдались в [1, 2].

Формирования приповерхностного азимутального магнитного поля

Из анализа ежедневных данных наблюдений продольных магнитных полей полного диска Солнца мы обнаружили разницу направлений магнитных полей у восточного и западного лимбов Солнца. На широтно-

временной диаграммах (рис. 1) видно, что области параметр разности интенсивности магнитных полей формируют долгоживущие крупномасштабные структуры, как в низкоширотной, так и высокоширотных областях Солнца. Возможно, это свидетельствует о существовании крупномасштабного азимутального магнитного поля. Крупномасштабные азимутальные магнитные поля могут дополнить модели генерации солнечных циклов.

Мы можем предположить, что для солнечной цикличности важно множественное всплытие AR в каждом полушарии, а также смещение средней широты AR к экватору, называемое бабочками Маундера и закон Джоя. Рассмотрим эволюцию двух соседних AR1 и AR2 (рис. 2). А вследствие закона Маундера и Джоя широтное расстояние между ведущим пятном первой AR1 (L1) и хвостовым пятном второй AR2 (T2), меньше чем между хвостовым пятном первой AR1 (T1) и ведущим пятном второй AR2 (L2). Это приводит к преимущественному пересоединению магнитных полей L1 и T2 и формированию силовой трубки между T1 и L2. Таким механизмом под фотосферой формируется азимутальное магнитное поле (пунктирная коричневая линия).

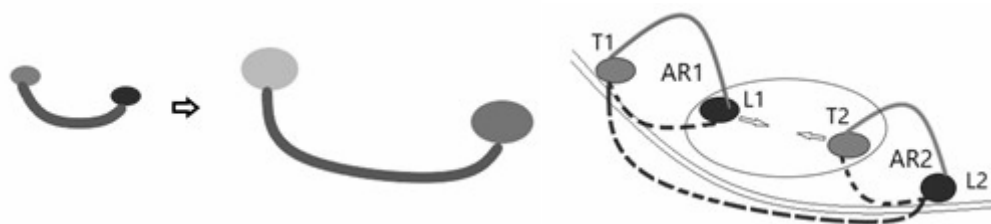


Рис. 2. Схема формирования азимутального магнитного поля под фотосферой. а) вытягивание силовой трубки магнитного поля AR в азимутальном направлении вследствие дифференциального вращения. б) взаимодействие ведущих и хвостовых частей двух AR и формирование нового азимутального поля под фотосферой.

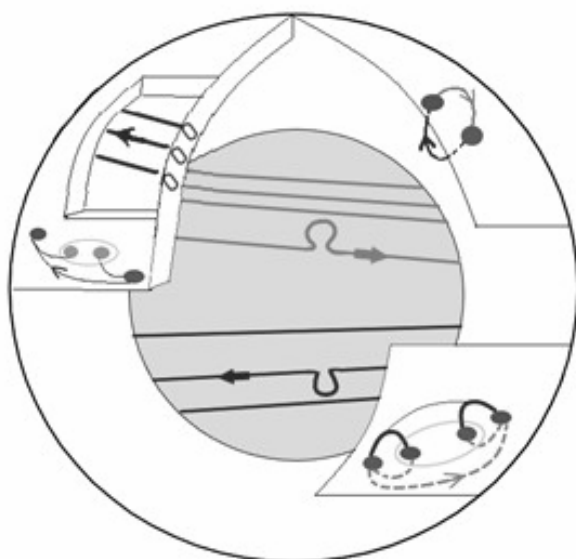


Рис. 3. Схема существования азимутальных магнитных полей в конвективной зоне Солнца. Существуют две области. Одна около основания конвективной зоны и вторая под фотосферой около поверхности.

На рис. 3 представлена схема распределения азимутальных магнитных полей в солнечной конвективной зоне. При всплытии и взаимодействии многих AR в каждом полушарии под фотосферой формируются азимутальные магнитные поля. Направление этого азимутального поля под фотосферой противоположно тороидальному магнитному полю в зоне генерации у основания конвективной зоны.

Выводы

Наш анализ позволил идентифицировать долгоживущие структуры, что можно объяснить существованием крупномасштабного азимутального магнитного поля. Предложена схема формирования приповерхностного азимутального поля V_T^P . Такое магнитное поле формируется при вытягивании U-образных трубок всплывших активных областей. Множество всплывших АО формируют единое осесимметричное магнитное поле, имеющее как азимутальную, так и полоидальную компоненту.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ N 23-22-00165.

Литература

1. *Liu Allison L. Scherrer Philip H.* // The Astrophysical Journal Letters, 2022, 927:L2 (5pp), <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac52ae>
2. *Duvall, T.L.J., Scherrer, P.H., Svalgaard, L., & Wilcox, J.M.* // SoPh, 1979, 61, 233

НАКЛОН СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ВЕДУЩЕЙ И ХВОСТОВОЙ ПОЛЯРНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Тлатова К.А.¹, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

THE INCLINATION OF THE SUNSPOTS OF THE LEADING AND TAIL POLARITY

Tlatova K.A.¹, Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk, Russia*

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-317-320>

We are investigating the inclination of sunspots with respect to the vertical. To determine the angle of deviation, the method of searching for differences at different distances of spots from the central meridian, in the eastern and western hemispheres of the Sun was used. Special attention is paid to the difference in the angles α for the spots of the leading and tail polarity of the magnetic field. It is established that the angles of deviation of the nuclei of sunspots from the vertical depend on the logarithm of the area, but have opposite signs $\alpha_L = 0.45^\circ(\pm 0.5) + 2.08(\pm 0.5) \cdot \lg(S)$, ($r = 0.95$) for leading spots (L) and $\alpha_T = 5.43^\circ(\pm 1.0) - 3.9(\pm 0.7) \cdot \lg(S)$ for trailing sunspot umbra (T). With a magnetic field value of $B_{mx} \sim 1500$ G, the deflection angle α is approximately zero. The found dependencies indicate the ascent of U-shaped power tubes.

Введение

Одним из первых исследований, посвященных асимметрии солнечных пятен по отношению направления Восток-Запад (E-W) выполнено Миннартом [1]. На основе асимметрии наблюдаемой общей площади он определил, что наклон осей для всех пятен составляет 0.44° , 4.3° и 6.8° для долгоживущих пятен со временем жизни длительностью до 14 дней, 7.6° для рекуррентных пятен. В статье [2] по данным наблюдений в Дебрецене, напротив, показано, что E-W асимметрия может быть для малых пятен, но отсутствует для пятен площадью более 20 миллионных долей полусферы (мдп). В работе [3] на основе анализа ~ 40000 солнечных пятен показано, что угол отклонения солнечных пятен ведущей полярности составляет $\sim 17^\circ$.

В данной работе мы исследуем восточно-западную асимметрию солнечных пятен различной площади на основе наблюдения магнитных полей.

Данные и метод анализа

Для анализа мы использовали данные обсерватории HMI/SDO. Мы брали 5 изображений за каждый день. Обработывались изображения в “бе-

лом” свете, на которых выделялись солнечные пятна и ядра солнечных пятен. Для определения полярности магнитного поля мы накладывали наблюдений магнитных полей на тот же момент времени. Всего выделено более 155 тыс. солнечных пятен и пор.

Для установления угла наклона солнечных пятен будем рассматривать измерения интенсивности B на разных долготных расстояниях от центрального меридиана ϕ . На рис. 1 представлены кривые изменения магнитного поля, измеренные в ядрах солнечных пятен площадью в диапазоне S 20–50 мдп для пятен ведущей и хвостовой полярностей. Магнитные поля пятен ведущей полярности имеют несколько большие (~5%) значения B . Также существует сдвиг кривой аппроксимации для пятен ведущей полярности от центрального меридиана к восточному полушарию. Мы считаем, что этот сдвиг обусловлен углом отклонения магнитного поля в центре солнечных ядер от вертикали α . Тогда значения магнитного поля можно записать $B_E = B \cdot \cos(\beta - \alpha)$ для пятен на восточном полушарии и $B_W = B \cdot \cos(\beta + \alpha)$ для пятен на западном полушарии. Для поиска угла α удобнее пользоваться разностью значений, измеренных на одинаковом расстоянии от центрального меридиана $B_E - B_W = 2 \cdot B \cdot \sin(\alpha) \cdot \sin(\beta)$. В первом приближении мы можем принять $\beta = \phi$. На рис. 2 представлены функции изменения значения разности для пятен ведущей и хвостовой полярности для выборки на рис. 1.

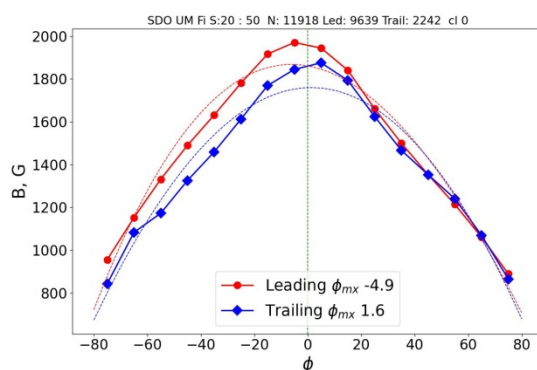


Рис. 1. Измеренные значения интенсивности магнитного поля для ядер солнечных пятен, ведущей и хвостовой полярности в зависимости от расстояния от центрального меридиана.

Такую функцию легче аппроксимировать в центральной части. Угол наклона зависит от искомого угла α . Изучая такие аппроксимации для разных диапазонов площадей ядер солнечных пятен, получим следующие зависимости от логарифма площади: $\alpha_L = 0.45^\circ (\pm 0.5) + 2.08 (\pm 0.5) \cdot \lg(S)$, ($r = 0.95$) для ведущих пятен (L) и $\alpha_T = 5.43^\circ (\pm 1.0) - 3.9 (\pm 0.7) \cdot \lg(S)$, ($r = 0.93$) для ядер хвостовой (T) полярности. То есть пятна имеют зависимости от площади разного знака. Загибы функции на рис. 2 около лимбов связаны с эффектами

ми Вилсона и Эвершеда, то есть депрессией и отклонением магнитного поля от вертикали на краю ядер солнечных пятен.

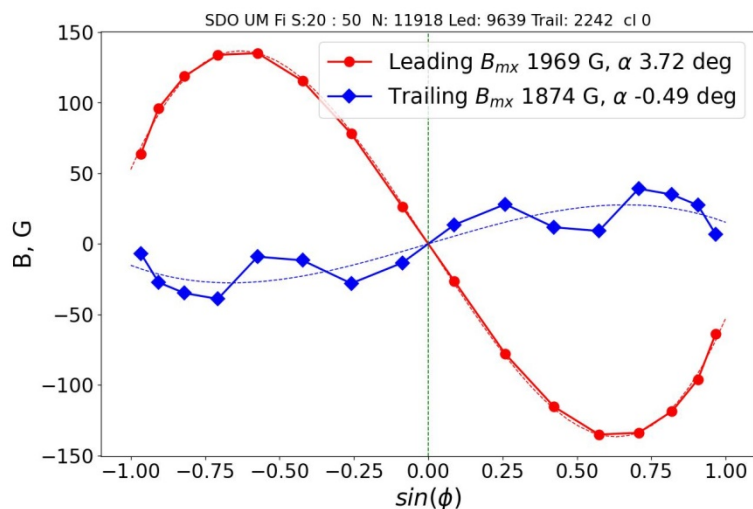


Рис. 2. Разность значений интенсивности восток-запад в зависимости от расстояния до центрального меридиана.

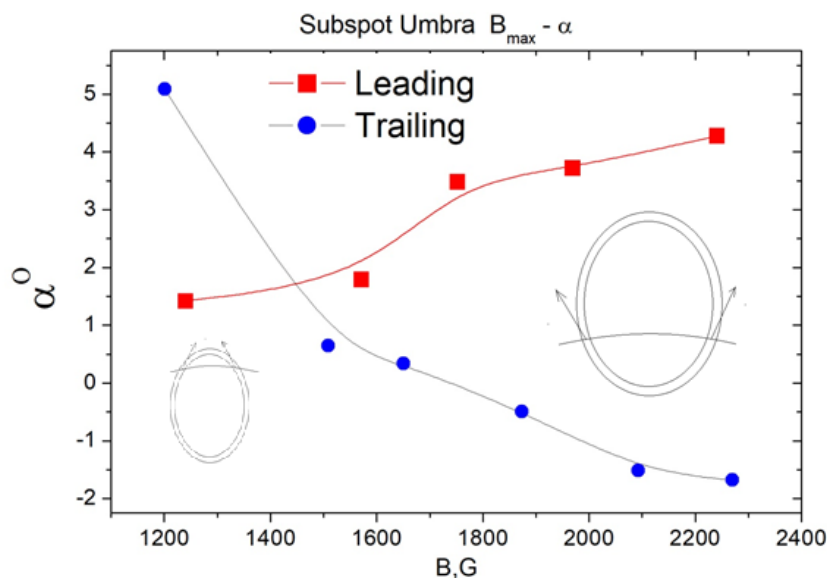


Рис. 3. Зависимость отклонения магнитного поля от вертикали от интенсивности α магнитного поля B_{\max} для пятен ведущей и хвостовой полярности, а также схема магнитной трубки.

Учитывая, что как интенсивность магнитного поля логарифм пропорциональна логарифму площади, на рис. 3 представлена зависимость угла α от максимальной интенсивности. Для солнечных пятен малой площади пятна, или малых значений B , ведущей полярности отклонены к востоку. А для пятен большой площади, пятна отклоняются к западу. Для пятен хвостовой полярности обратная картина. Такое разнонаправленное отклонение пятен ведущей и хвостовой полярности трудно объяснить, например,

эффектом дифференциального вращения с глубиной. Возможно, это связано с динамикой всплытия U-образных силовых трубок. Для пятен малой площади, на стадии начального развития U-образных мы видим верхнюю часть петли. А для пятен большей интенсивности стадию достаточно сильного выхода силовой трубки. Такое поведение по аналогии с автомобилем можно условно назвать “сход-развал” солнечных пятен.

Выводы

Обнаружен различный характер углов наклона магнитных полей пятен от вертикали для пятен ведущей и хвостовой полярности. Зависимость можно интерпретировать всплытием U-образных силовых трубок.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта 075-03-2022-119/1.

Литература

1. *Minnaerty M.G.J.* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1946, Vol. 106, p.98 10.1093/mnras/106.2.98
2. *Mező, G., Baranyi, T.* // East-West Asymmetry in the sunspot number distribution on the basis of different sunspots catalogues / In: Proceedings of the 4th Workshop of Young Researchers in Astronomy & Astrophysics; Budapest, Hungary, 11-13 January, 2006; Publications of the Astronomy Department of the Eötvös University (PADEU), Edited by E. Forgács-Dajka, 2006, ISBN 963 463 557, ISSN 0238-2423, Vol. 17., p. 15, 2006
3. *Illarionov E.A., Tlatov A.G.* Asymmetry in the Form of Solar Spot // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, Vol. 56, No. 8, pp. 1031–1035. 10.1134/S0016793216080089.

ОПЫТ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРИЛИМБОВОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА КРУПНЫХ ПОЛНОПОВОРОТНЫХ РАДИОТЕЛЕСКОПАХ

Топчило Н.А.¹, Нагнибеда В.Г.¹, Петерова Н.Г.², Рахимов И.А.³

¹*Санкт-Петербургский Государственный Университет, г. Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

³*Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия*

EXPERIENCE IN STUDYING THE NEAR-LIMB ZONE OF THE SUN BASED ON OBSERVATIONS ON LARGE FULL-ROTATION RADIO TELESCOPES

Topchilo N.A.¹, Nagnibeda V.G.¹, Peterova N.G.², Rakhimov I.A.³

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

²*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

³*IAA RAS, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-321-324>

Observations of the near-limb zone are of particular importance for the solar atmosphere study, since they provide information about its altitudinal structure. Unfortunately, the difficulties of studying increase significantly in this zone due to the presence of a strong general height brightness gradient.

For such a case, when using radio telescopes with a beam size of a few arc minutes, another method was proposed to eliminate these errors - circular scanning, when the telescope performs circular scans relative to the center of the Sun disc. This and other developed methods were implemented in the early 80s on the RT-22 radio telescope of the Lebedev Physical Institute, and in the late 80s on the RT-22 CrAO. Similar methods have been used for many years to map the Sun with the RT-7.5 radio telescope of the Bauman Moscow State Technical University on waves 3.4 and 2.5 mm.

To demonstrate the advantages of these methods, we presents the results of observations of solar prominences behind the solar limb and filaments on the disk in near-limb regions at wavelengths of 8 mm and 1.35 cm, carried out in the 1980s and 1990s, their positions, sizes along the limb, and heights, measured magnetic field. Cases of observations of the rise and destruction of prominences, as well as coronal mass ejections (CMEs) have been noted.

Based on our experience and preliminary test observations, we can conclude that the proposed methods can undoubtedly be implemented on radio telescopes included in the Quasar-KVO complex of the IAA RAS.

Атмосфера Солнца представляет собой сложное, нестационарное плазменное образование. Она содержит большое количество 3-х мерных структур разных типов и размеров, с характеристиками, существенно различающимися по высоте и вдоль поверхности Солнца (см. глобус на рис. 1). Для получения в наблюдениях максимального углового разрешения оптимальным для большинства объектов является наблюдение вблизи

центра солнечного диска, когда из-за проекционных эффектов они имеют наибольший угловой размер. Однако при этом вертикальная структура объекта остается неопределенной.

Другим вариантом наблюдений является наблюдение объектов близко к краю диска Солнца, когда они видны практически сбоку, и их яркость в картинной плоскости непосредственно отражает высотное распределение их физических параметров. При этом определение распределения характеристик вдоль поверхности Солнца ограничено. Оба варианта наблюдений взаимно дополняют друг друга, и при их сочетании трехмерная структура объектов измеряется более надежно.

Если для наблюдений в центре диска Солнца оптимальным является растровое сканирование (см. карту в центре рис. 1), то для прилиम्бовых наблюдений наиболее подходит круговое сканирование [1], которое позволяет удалить вклад спокойного Солнца в регистрируемый сигнал (см. правую карту на рис. 1).

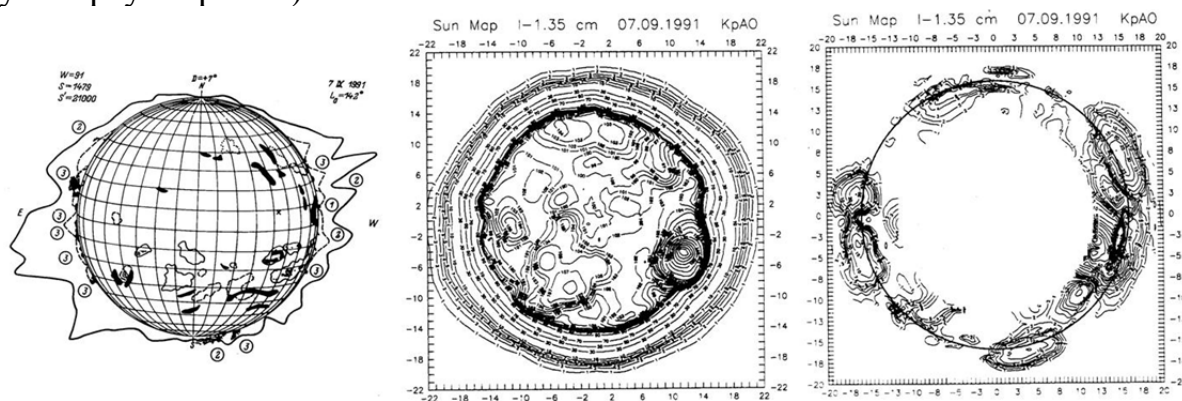


Рис. 1. Пример растровой карты Солнца (в центре) и объектов в прилиम्бовой зоне, полученных путем кругового картографирования (карта справа). Слева – схематическое изображение объектов на диске Солнца и в короне на день радионаблюдения.

Основной проблемой при наблюдениях в прилиम्бовой зоне являлись неточности в установке координат источника (разъюстировка телескопа) и дефекты сопровождения (дрожание) телескопа. При небольших разъюстировках ее компенсация может происходить путем удаления линейного фона у наблюдаемого источника (рис. 2а) с точностью до 1%. А дрожание телескопа – путем усреднения нескольких записей (рис. 2б).

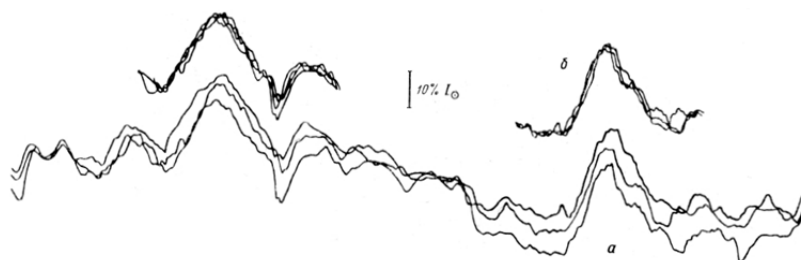


Рис. 2 Усреднение записей источников на круговых сканах. *a* – крупномасштабные искажения сканов; *б* – мелкомасштабные искажения.

То же можно сделать и при сильном изменении фона путем ее аппроксимации полиномами (рис. 3). В результате, по наблюдениям на РТ-22 шумовая дорожка в интенсивности составляла не более $\pm 1\%$, а в поляризации не более $\pm 0.01\%$ от уровня спокойного Солнца (рис. 3).

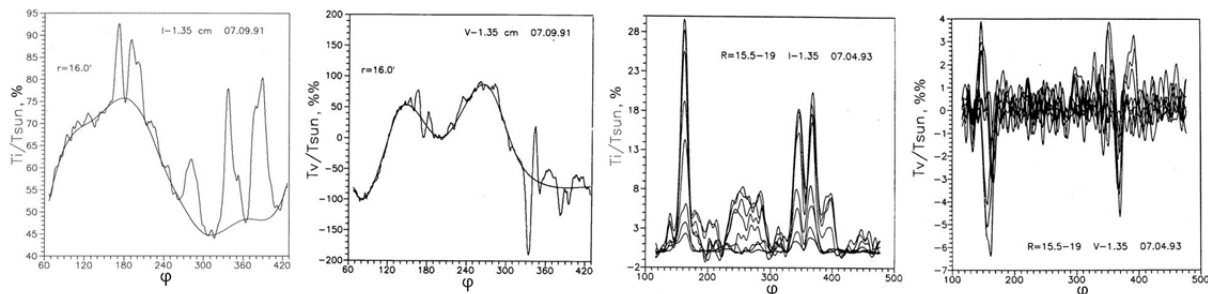


Рис. 3. Два левых графика – пример проведения фона на круговом скане радиусом $16'$, полученном 07.09.1991 на РТ-22 КрАО на волне 1.35 см в интенсивности (T_i) и круговой поляризации (T_v). Два графика справа – пример удаления фона для набора круговых сканов (от 07.04.1993) с радиусом сканирования от $15.5'$ до $19'$ с шагом $0.5'$. Шумовая дорожка в интенсивности составляет не более $\pm 1\%$, а в поляризации не более $\pm 0.01\%$ от уровня спокойного Солнца (T_{sun}). φ – полярный угол.

Использование метода кругового сканирования позволило в 80-х – 90-х годах проводить регулярные наблюдения протуберанцев, на основании которых строить карты протуберанцев, определять их положения, высоты и размеры, измерять магнитные поля (продольную компоненту) (рис. 4).

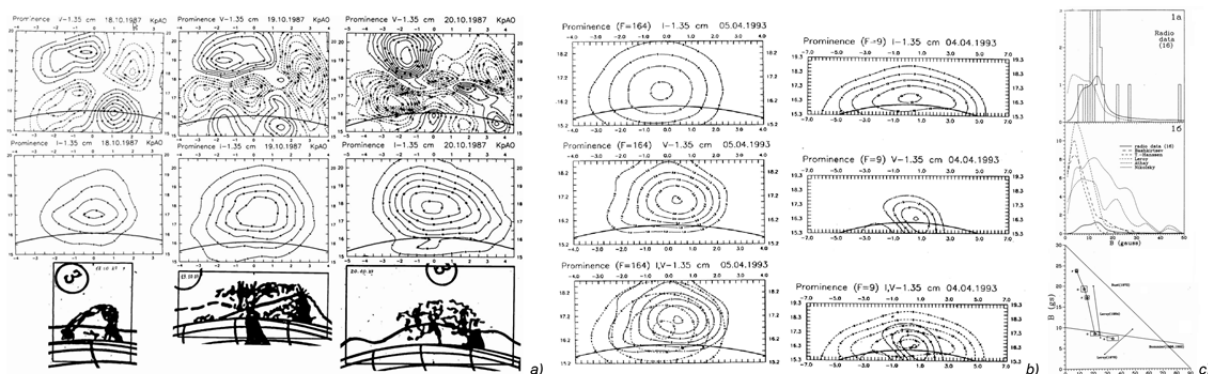


Рис. 4. Результаты наблюдений протуберанцев. *a* – наблюдения с круглым рупором, обладающим большими кросс-поляризационными лепестками. В первом столбце – протуберанец со слабым собственным магнитным полем (МП), второй и третий столбец – с сильными МП. *b* – наблюдения со скалярным рупором, кросс-поляризация отсутствует, видна только собственная поляризация протуберанцев, неоднородная по телу протуберанцев. Карты приведены в прямоугольной системе координат, повернутой относительно солнечной на угол центра протуберанца (F). *c* – результаты измерений МП протуберанцев в КрАО. *Ia* – гистограмма распределения величины МП по нашим измерениям, *Ib* – сравнение ее с измерениями в оптическом диапазоне. Нижний график – зависимость величины МП от угла между лучом зрения и длинной осью протуберанца.

В основном объектами наблюдения были крупные спокойные протуберанцы, но иногда встречались и случаи их активизации (рис. 5).

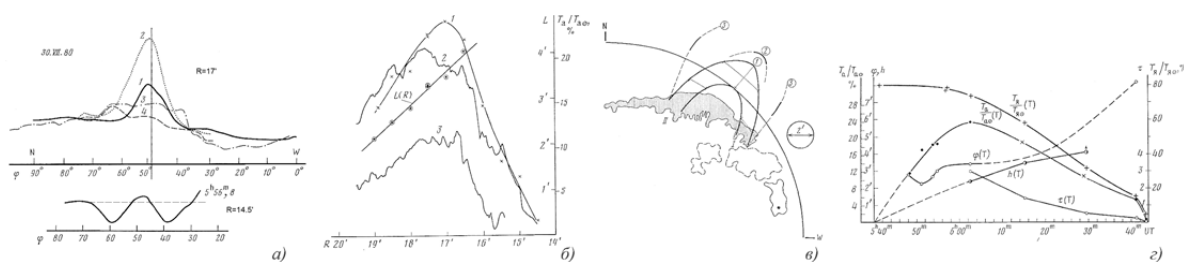


Рис. 5. Пример наблюдения с использованием кругового и радиального сканирования подъема и разрушения волокна. На диске Солнца волокно наблюдалось в поглощении, а за лимбом в излучении. *а)* сверху – круговые сканы через протуберанец для: 1 – начала процесса, 2 – максимума сигнала, 3 и 4 – завершения разрушения, внизу – волокно в начале процесса. *б)* – распределение по высоте нормированной антенной температуры протуберанца (T_a) для трех моментов времени (1,2,3) и размер протуберанца вдоль лимба (L) на разных высотах (прямая линия), *в)* – сопоставление оптического и радиоизображения волокна в виде поднимающейся арки для трех моментов времени. *з)* – изменение во времени нормированной антенной (T_a) и яркостной (T_y) температуры протуберанца, его размеров (ϕ), высоты (h) и оптической толщины (τ).

Подобные методы также много лет использовались для картографирования Солнца на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Баумана на волнах 3.4 и 2.5 мм. В настоящее время планируется их реализация на радиотелескопах ИПА РАН (рис. 6), что позволит расширить частотный диапазон исследований прилимбовой зоны Солнца.

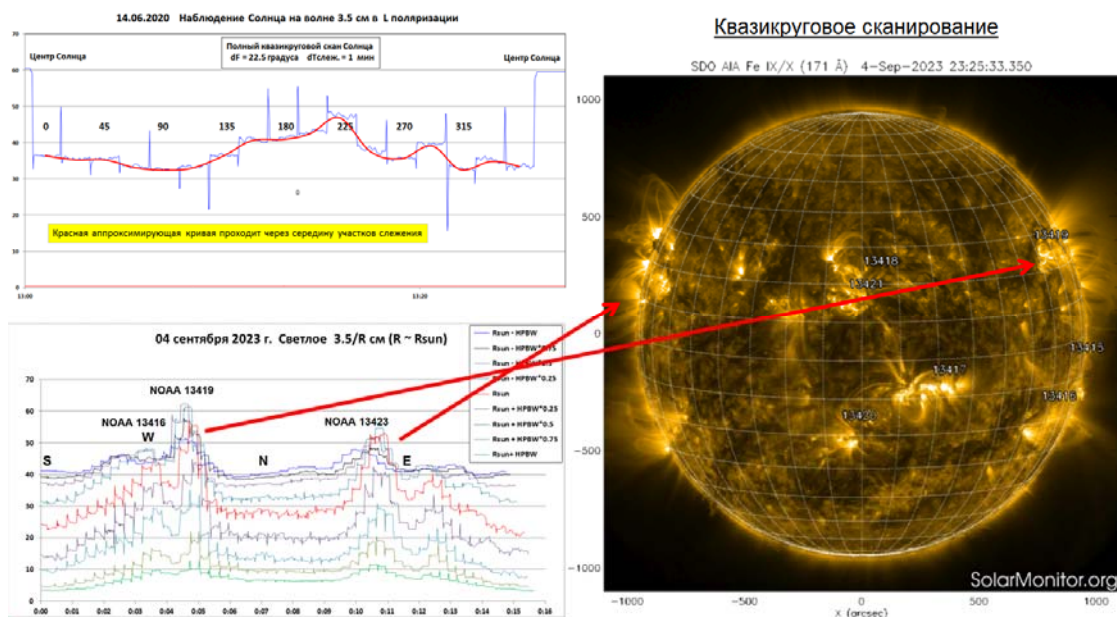


Рис. 6. Два примера квазикругового сканирования на телескопе РТ-32 ИПА РАН на волне 3.5 см с шагом 22.5° (слева – сверху) и 7° (слева – внизу). Справа: изображение Солнца в линии 193Å (по SDO/AIA). Стрелками указаны положения источников, видимых на квазикруговых сканах (радиусы сканирования – $R_{\text{sun}} \pm 0$ (красная кривая), 0.25, 0.5, 0.75, 1) * ширину ДН радиотелескопа).

Литература

1. *Топчило Н.А.* // Вестник ЛГУ. 1983. № 1. С. 99-110.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ НА ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ И УСКОРЕНИЯ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

INFLUENCE OF THE PARAMETERS OF THE WHISTLER TURBULENCE SPECTRUM ON THE SCATTERING AND ACCELERATION OF NON-THERMAL ELECTRONS IN A FLARE LOOP

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-325-328>

The work is devoted to the study of changes in the energy spectrum of non-thermal electrons in the flare loop due to their interaction with whistler turbulence of various frequency spectra. It is shown that the effect of wave-particle interaction on effectiveness of acceleration of electrons with energies $E > 1$ MeV is significantly larger for the relatively lower central frequency of the whistler spectrum. The results of simulation are based on solution of the kinetic Fokker-Plank equation for a one-dimensional model of an inhomogeneous loop with a given non-stationary electron injection and a narrow-band spectrum of whistler turbulence.

Нетепловые электроны, ускоренные тем или иным образом в процессе вспышечного энерговыделения, инжектируются в петлю с неоднородным магнитным полем и попадают в магнитную ловушку. Дрейфуя в ней и отражаясь от магнитных пробок, электроны взаимодействуют с частицами и волновыми полями фоновой плазмы. При этом с нетепловыми электронами происходит ряд процессов, таких как накопление в петле и высыпание в фотосферу, изотропизация и ускорение. Это, в свою очередь, влияет на характеристики генерируемого ими микроволнового и жесткого рентгеновского излучения.

Взаимодействие с волнами, образующими турбулентность в петле может быть весьма эффективным [1, 2]. Так, эффективность взаимодействия электронов энергии более 100 кэВ с вистлерами на порядки больше кулоновского [3, 4]. В цитируемых работах рассматривался спектр вистлеровской турбулентности как широкополосный степенной спектр колмогоровского типа. Однако ясно, что вистлеры разных частот вносят разный вклад в суммарное взаимодействие электронов с турбулентностью. Поэтому в настоящей работе мы сконцентрировались на рассмотрении особен-

ностей влияния узкополосных спектров турбулентности вистлеров на до-ускорение и рассеяние электронов во вспышечной петле, на их энергетическое, питч-угловое и пространственное распределения, а также на их динамику в петле.

Описание модели

Рассматривается одномерная нестационарная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с заданным неоднородным по длине магнитным полем $B(s)$ и плотностью $n(s)$, заполняющей ее холодной фоновой плазмой. В вершине такой петли-ловушки производится нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов, задаваемая функцией $F(E, \mu, s, t)$ со степенным спектром по энергии E (в долях $m_e c^2$) и гауссовым спектром по остальным независимым координатам: расстоянию s до вершины петли, косинусу питч-угла электрона $\mu = \cos \alpha$, времени t . Динамика нетепловых электронов в диффузионном приближении описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$ [5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(c\beta\mu f) - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{1}{B} \frac{dB}{ds} f \right) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left((D_{\mu\mu}^c + D_{\mu\mu}^w) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + \frac{1}{\beta\gamma^2} \frac{\partial}{\partial E} \left(D_{EE}^w \frac{\partial f}{\partial E} \right) + F.$$

Здесь β – скорость электрона (доля от скорости света c), $\gamma = E + I$ – фактор Лоренца, $D_{\mu\mu}^w, D_{EE}^w$ – коэффициенты диффузии электронов по питч-углам и энергии, обусловленные взаимодействием с турбулентностью вистлеров. При распространении вистлеров вдоль петли, их частота ω и волновое число k связаны следующим дисперсионным соотношением [5]:

$$N^2 = \left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$, $\omega_e(s)$ – плазменная и гиро- частоты электронов в точке s .

Причинами наполнения петли вистлерами могут быть: во-первых генерация вистлеров инжектированными нетепловыми электронами с анизотропным распределением [4], а во-вторых процесс конверсии БМЗ и ионно-звуковых волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. В [4] показано, что генерация вистлеров нетепловыми электронами происходит в узкой полосе частот, поэтому будем полагать, что плотность энергии пакета волн вистлеров задана, соответствует узкополосному гауссовскому спектру и не изменяется во времени. Считая турбулентность слабой, такой, что взаимодействием между модами волн можно пренебречь [2], будем использовать для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами квазилинейное приближение [6]. Согласно ему, взаимодействие происходит на резонансных волнах, с которыми у электрона проис-

ходит энергообмен и рассеяние. Условие такого резонанса с учетом доплеровского сдвига частоты [5]:

$$\omega - \mu c \beta k = \omega_e / \gamma.$$

При решении этого уравнения совместно с дисперсионным уравнением, для электронов определяются резонансные волны (k_r, ω_r) . Тогда коэффициенты диффузии на турбулентности вистлеров будут [5, 7]:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\sum_r k_r W(k_r), \quad D_{EE}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\gamma^2\beta^3\sum_r k_r W(k_r)\left(\frac{\gamma}{N_r}\right)^2.$$

Результаты моделирования и выводы

При проведении численных расчётов, как и в работе [3], была выбрана параболическая геометрия петли длиной $2l$ и магнитного поля с пробочным отношением $B_{\max}(l)/B_{\min}(0) = 5$. Неоднородность концентрации фоновой плазмы принята равной $n_{\max}(l)/n_{\min}(0) = 1000$. Параметры задаваемой изотропной инжекции со степенным энергетическим спектром следующие:

$$F(E, \mu, s, t) = F_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\min}}\right)^{-\delta} \exp\left(-\left(\frac{s-s_0}{s_1}\right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1}\right)^2\right) \quad \delta = 3.6, \quad E_{\min} = 0.511 \text{ keV}, \quad s_0 = 0, \quad s_1 \cdot 10^8 \text{ \AA},$$

Инжекция во времени изменялась от 0 до 10 секунд гауссовым импульсом с параметрами $t_0 = 1.5 \text{ s}$, $t_1 = 1.5 \text{ s}$. Спектр плотности энергии вистлеров также задавался гауссовым распределением по частоте:

$$W(\omega, s) \sim W_0 \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\omega_1^2}\right), \quad W_{\text{tot}}(s) = \int_0^\infty W(\omega, s) d\omega \approx W_0 \omega_1.$$

Центральная частота пакета волн определяется параметром ω_0 , а его ширина параметром ω_1 . Амплитуда волн определяется параметром W_0 . Ниже на рис.1 приводятся результаты расчетов для центра петли с амплитудой $W_0 = w_{00} = 10^{-3} \text{ erg} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-3}$ и шириной полосы вистлеров $\omega_1 = 1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$.

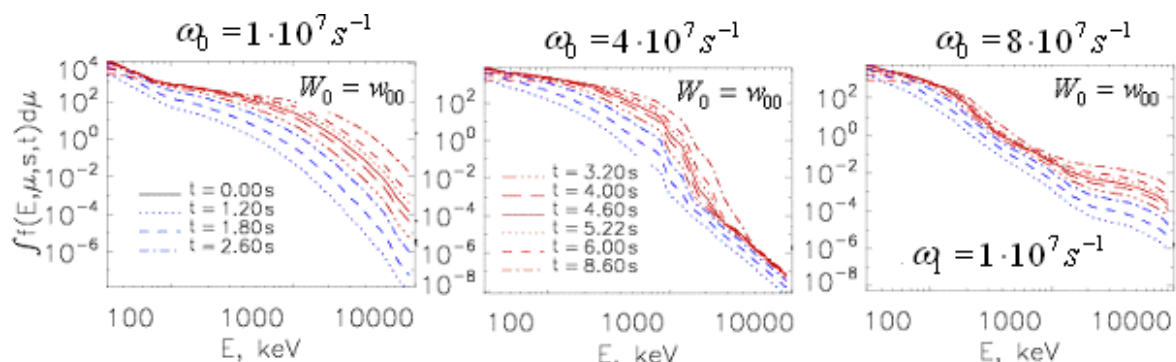


Рис. 1.

На рис. 1 представлены энергетические спектры нетепловых электронов в различные моменты времени в центре петли для трех значений центральной частоты. Можно видеть, что самое эффективное ускорение не-

тепловых электронов реализуется для случая низкой частоты турбулентности вистлеров. При этом на энергиях более 1 MeV эффективность ускорения возрастает на 2–5 порядков. Спектр электронов «уплощается», становится более пологим, по сравнению со спектром инжекции.

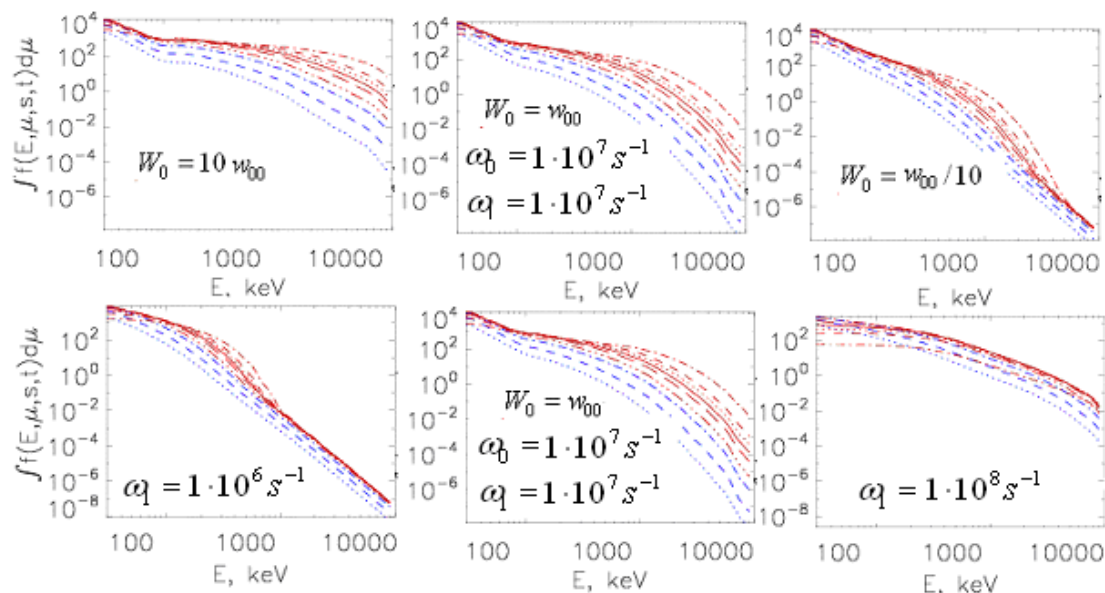


Рис. 2.

Рис. 2 демонстрирует влияние изменения плотности энергии вистлеров через изменение амплитуды W_0 (верхние панели) и через изменение ширины полосы частот ω_1 (нижние панели). Средние панели соответствуют расчетам на рис. 1. Можно видеть, что увеличение уровня турбулентности $W_{tot} = W_0 \cdot \omega_1$ ожидаемо увеличивает эффективность ускорения высокоэнергичных электронов.

Таким образом, при сделанных в модели предположениях, доускорение инжектированных электронов может существенно влиять на их энергетический спектр в петле. Существенным при этом является величина центральной частоты узкополосного спектра турбулентности, а также плотность энергии турбулентности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке грантов РФФИ_Чехия № 20-52-26006 (ЛВФ) и РФФИ № 22-12-00308 (ВФМ).

Литература

1. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы солнца и звезд. – М.: Наука, 2018. – 392 с.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. – 440 с.
3. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
4. Melnikov V.F., Filatov L.V. // Ge&Ae, 2020, V. 60, № 8, P. 1126-1131.
5. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys.J., 1992, V. 398, №10, P.350-358.
6. Веденов А.А., Велухов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез, 1962, т. 2, № 2, с. 465-475.
7. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.

РОЛЬ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В НАГРЕВЕ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В СПОКОЙНЫЕ ВРЕМЕННЫЕ ИНТЕРВАЛЫ И ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК

Фурсяк Ю.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Республика Крым, Россия

THE ROLE OF LARGE-SCALE ELECTRIC CURRENTS IN THE HEATING OF CORONAL PLASMA DURING QUIET TIME INTERVALS AND DURING SOLAR FLARES

Fursyak Yu.A.

Crimean astrophysical observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-329-332>

The study of temperature distribution maps in the corona above the active region (AR) NOAA 12192 for the time interval of October 22–25, 2014 made it possible to detect a dynamic structure with a temperature of more than 10 MK, which apparently indicates a channel of large-scale electric current discovered earlier, on coronal heights. The existence of a high-temperature coronal structure for several days indicates a stationary (quasi-stationary) mode of heating of the coronal plasma due to ohmic dissipation of large-scale electric current. The calculations show that to heat a coronal loop (a system of loops) with a length of about 10^{10} cm to a temperature of 10 MK in a few hours, the electric current in the corona of about 10^9 A is required, which is four orders of magnitude less than the large-scale electric current measured at the photosphere level. Several hours before X class roentgen solar flares, a decrease in the total area occupied by the high-temperature structure and even a decrease in the temperature in it to values of 3–5 MK were noted, which may indicate a change in the physical conditions in the corona before the solar flare process.

Ранее [1] в активных областях (АО) NOAA 12192 и 12371 вне времени солнечных вспышечных событий были обнаружены корональные петли и структуры с температурой ≥ 10 МК. Было высказано предположение, что подобные структуры обозначают собой канал крупномасштабного электрического тока [2] на корональных высотах. Для АО NOAA 12192 данное предположение подтверждается результатами численного моделирования, выполненного в 2016 году [3]. Здесь ставится задача изучить поведение высокотемпературной структуры в области NOAA 12192 за временной интервал 22–25 октября 2014 года и оценить вклад крупномасштабного тока в нагрев корональной плазмы.

Крупномасштабный электрический ток обнаруживался так же, как и в [2]. В вычислениях использовались магнитографические данные инструмента HMI/SDO [4]. Детектирование распределенного на большой площади электрического тока осуществлялось путем анализа распределения вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля \mathbf{V}_\perp в фотосфере и выделения регулярных вихревых структур вокруг крупных пя-

тен в АО. Величина крупномасштабного электрического тока I_{distr} рассчитывалась по карте распределения вертикального электрического тока [5] в фотосфере как результирующий ток в контуре, внутри которого вектор \mathbf{V}_{\perp} имеет одно преобладающее направление закрутки. Динамика величины I_{distr} в АО NOAA 12192 за время ее мониторинга представлена на рис. 1 (жирная черная кривая).

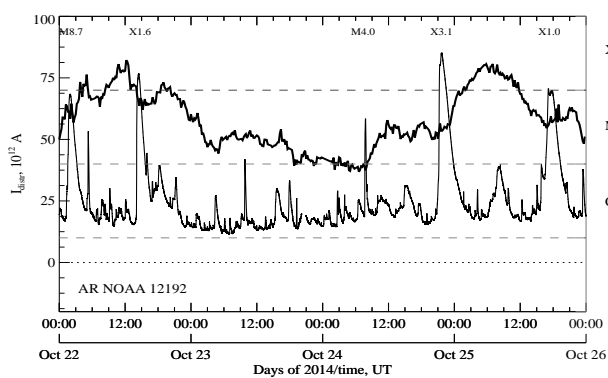


Рис. 1.

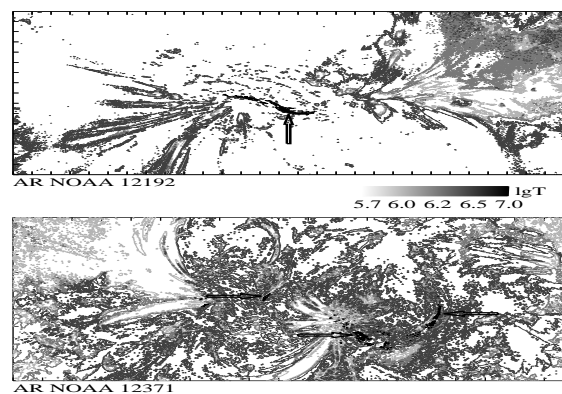


Рис. 2.

Карты распределения температуры над исследуемой АО были построены так же, как и в [6], т.е., используя данные об интенсивности УФ излучения в каналах 131, 171, 193 и 211Å инструмента AIA/SDO [7] и функцию отклика $K_i(T)$ как маркер соответствия определенной температуре (температурному диапазону). Пример карты распределения температуры в короне над АО NOAA 12192 для начального момента ее мониторинга (00:00UT 22 октября 2014 года) представлен на рис. 2. Высокотемпературная структура отмечена на рисунке стрелкой.

Изучение динамики высокотемпературной структуры в короне над АО NOAA 12192 на протяжении 22–25 октября 2014 года показало следующие результаты:

1. Структура с температурой ≥ 10 МК наблюдается большую часть времени мониторинга исследуемой АО. Если она действительно представляет собой канал крупномасштабного электрического тока на корональных высотах, то это означает, что нагрев корональной плазмы идет в стационарном (квазистационарном) режиме. Эффективный квазистационарный нагрев вещества короны за счет омической диссипации электрических токов возможен только при определенных условиях: требуется аномальная проводимость плазмы [8] и филаментация токового канала [9]. Как видно из рис. 3, высокотемпературная структура действительно состоит из отдельных более мелких элементов с поперечным сечением порядка 10^8 см. Выполненные оценочные расчеты показывают, что при таких условиях нагрев корональной плазмы электрическими токами становится возможным.

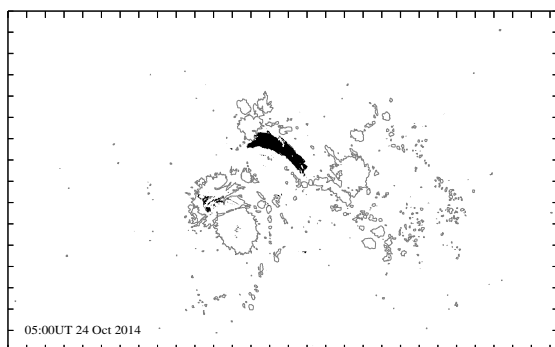


Рис. 3.

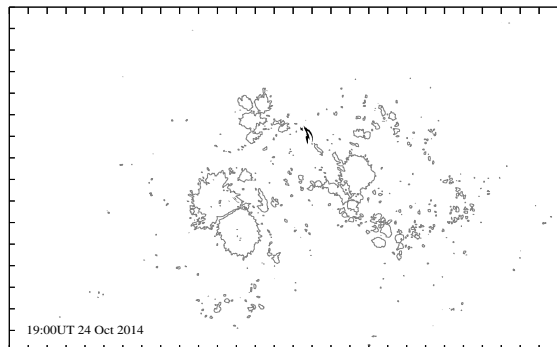


Рис. 4.

2. Интересно оценить, каким по абсолютной величине должен быть электрический ток в короне, чтобы при условии аномальной проводимости плазмы нагреть систему корональных петель длиной 10^{10} см и поперечным сечением 10^8 см до температуры в 10 МК за несколько часов ($\sim 10^4$ с). Расчеты показали, что величина тока должна быть $\sim 10^9$ А, что на 4 порядка меньше, чем полученные значения крупномасштабного электрического тока в АО NOAA 12192 ($\sim 10^{13}$ А), измеряемого на уровне фотосферы.

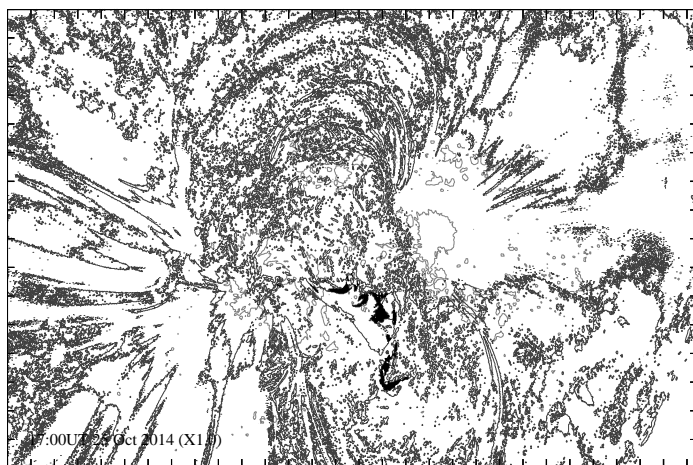
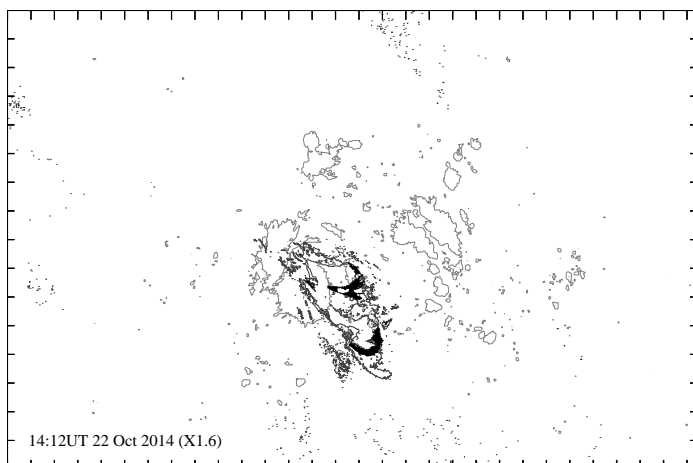


Рис. 5.

3. За несколько часов до вспышек рентгеновских классов X, зафиксированных в АО за время ее мониторинга, отмечено (рис. 4) уменьшение площади, занимаемой структурой с $T \geq 10$ МК, и даже понижение температуры в ней до значений 3–5 МК. Данное наблюдение указывает на возможное изменение физических условий в короне перед мощными вспышками и начало аккумуляции энергии для ее дальнейшего взрывного выделения. При наборе достаточной статистики данный эффект может служить одним из критериев сверхкраткосрочного (порядка нескольких часов) прогноза вспышек высокой мощности.

4. Во вспышках (рис. 5) высокотемпературная структура ведет себя по-разному, что говорит об уникальности каждого вспышечного процесса и его сложности. Установить роль электрических токов в нагреве корональной плазмы во время вспышки крайне сложно, поскольку здесь оказываются задействованы множественные механизмы нагрева. Если в результате перезамыкания силовых линий магнитного поля токовый канал разрывается, то может произойти процесс, подобный короткому замыканию, и в результате тепловыделение многократно возрастает (закон Джоуля-Ленца), как это зафиксировано во вспышке рентгеновского класса X1.0 25 октября 2014 года (нижняя панель рис. 5).

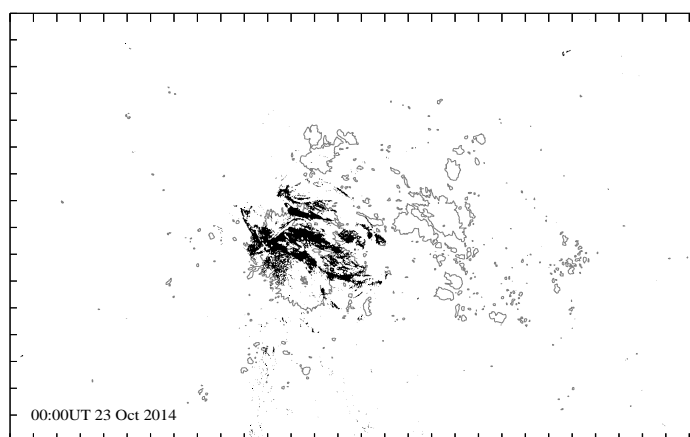


Рис. 6.

5. После вспышек рентгеновских классов X (рис. 6) структура в короне с $T \geq 10$ МК существенно увеличивает свою площадь на некоторое время, что можно объяснить послевспышечным свечением корональных петель, изменениями условий в корональной плазме и восстановлением токового канала после вспышки.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФ №22-72-00124.

Литература

1. Фурсяк Ю.А. // ССЗФ-2022. Труды, Санкт-Петербург, 2022, с. 283-286.
2. Fursyak Yu.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I. // Solar Phys., 2020, vol. 295, article id. 19.
3. Jiang C., Wu S.T., Yurchyshyn V. // Astrophys. J., 2016, vol. 828, article id. 62.
4. Pesnell W.D., Thompson B.J., Chamberlin P.C. // Solar Phys., 2012, vol. 275, pp. 3-15.
5. Fursyak Yu.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2018, vol. 58, pp. 1129-1135.
6. Fursyak Yu.A. // Astrophysics, 2023, vol. 66, pp. 242-257.
7. Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. // Solar Phys., 2012, vol. 275, pp. 17-40.
8. Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // Physics Uspekhi, 2008, vol. 51, pp. 1123-1160.
9. Solov'ev A.A. // MNRAS, 2022, vol. 515, pp. 4981-4989.

ЗВЕЗДЫ ТИПА γ CAS: ПРОИСХОЖДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Холтыгин А.Ф.¹, Рыспаева Е.Б.²

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

²*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, Россия*

γ CAS STARS: THE ORIGIN OF X-RAY EMISSION

Kholtygin A.F.¹, Ryspaeva E.B.²

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

²*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Republic of Crimea, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-333-336>

An ensemble of γ Cas type stars is a group of Be stars with unusually hard X-ray emission and an X-ray luminosity that is higher than that of typical Be stars but less than that of massive X-ray binaries with Be components. The temperature of the X-ray emitting plasma reaches 10-20 keV or more, assuming their completely thermal X-rays nature. We analyzed the variability of the X-ray and optical emission of γ Cas stars. Regular components of X-ray brightness and line profile variations lines were discovered in spectra of selected γ Cas type. The periods of optical and X-ray variability appeared to be close to the typical periods of non-radial pulsations of massive OB stars. This indicates in favor of the hypothesis that the main process leading to X-ray emission of γ Cas stars is an interaction of the local magnetic fields of the star with its decretion disk.

Настоящая статья посвящена анализу формирования рентгеновского излучения звезд типа γ Cas. Эти звезды являются выделенной группой Be звезд с рентгеновской светимостью на 1–2 порядка выше, чем у обычных Be звезд, и аномально высокой (кТ~10–20 кэВ и более) температурой плазмы, излучающей в рентгеновской области спектра. В то же время оптические спектры звезд типа γ Cas не отличаются от спектров других Be звезд. Звезды этого типа обладают декреционными кеплеровскими дисками, которые проявляются сильными линиями излучения в оптических спектрах [1].

Природа рентгеновского излучения звезд типа γ Cas до сих пор не ясна, и его происхождение не может быть обусловлено крупномасштабным магнитным полем Be звезды, так как присутствие магнитного поля с напряженностью на полюсах всего в 10–100 Гс достаточно для разрушения диска [2, 3]. В то же время локальные магнитные поля звезд типа γ Cas могут существовать.

Существует несколько гипотез о формировании рентгеновского излучения звезд этой группы звезд. Postnov et al. [4] предположили, что рентгеновское излучение – результат аккреции вещества Be звезды на нейтронную звезду в режиме пропеллера, а Hamaguchi et al. [5] считают, что ак-

креция происходит на магнитный белый карлик. В статье [6] рассмотрен вклад нетеплового рентгеновского излучения в спектры звезд типа γ Cas. Генерация рентгеновского излучения может также происходить при взаимодействии локальных магнитных полей Ве звезды с диском [7]. Согласно Smith et al. [8] этот механизм является основным процессом формирования рентгеновского излучения звезд типа γ Cas. Пролить свет на природу звезд типа γ Cas может сравнение переменности их оптических и рентгеновских спектров.

Переменность профилей линий видимого спектра

Для исследования переменности профилей линий были проанализированы разностные профили

$$d(V, t_i) = F_i(V) - \overline{F}_i(V), \quad (1)$$

где $F_i(V)$ – нормированный на континуум поток в линии в спектре с номером i , соответствующий доплеровскому смещению V , а $\overline{F}_i(V)$ – средний по всем наблюдениям поток в линии. Зависимость разностных профилей линий в спектре γ Cas, полученных 17–18 сентября 2020 г. на 1.25-м телескопе Крымской станции ГАИШ, представлена на рис. 1 (слева).

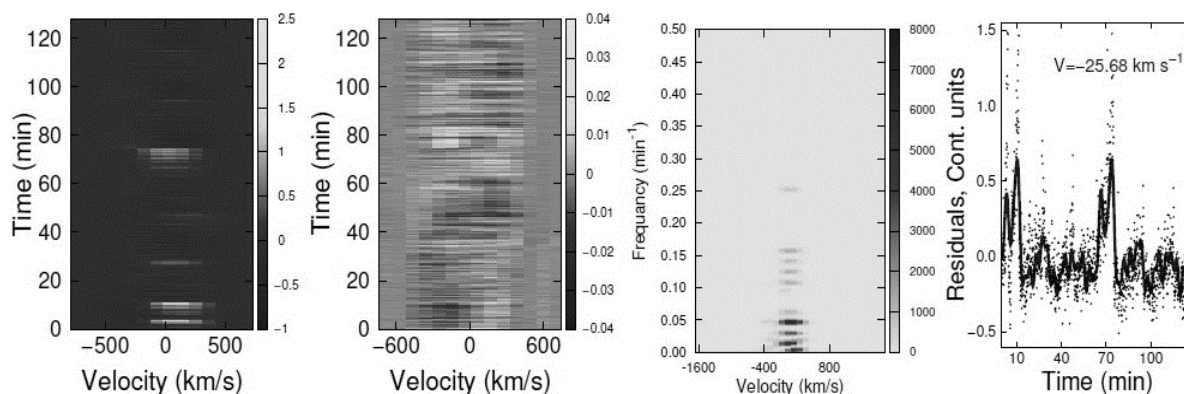


Рис. 1. Слева: динамические спектры вариаций профилей линий H_{β} и HeI 6888 в спектре γ Cas. Справа: Фурье-спектр вариаций профилей линий H_{β} и аппроксимация значений профиля линии H_{β} для доплеровского смещения от центра линии $V = -25.68$ км/с.

Фурье-анализ методом CLEAN [9] временных рядов этих разностных профилей линий в спектре γ Cas, соответствующих всем моментам наблюдений t_i , показал присутствие регулярных компонентов вариаций профилей линий в спектре звезды с периодами от 5 до 37 минут [10].

Подобные вариации профилей с периодами от 2 до 90 минут и амплитудами в 0.5–2% от уровня континуума были обнаружены у звезд типа γ Cas π Aqr [11] и HD 45995 [12]. У всех исследованных нами звезд типа γ Cas найдены регулярные вариации профилей линий с периодами от нескольких минут до 5–6 часов. Аппроксимация вариаций профилей линий в

спектрах γ Cas, полученных 17–18.09.2020 г. на 1.25-м телескопе, иллюстрируется на рис. 1 (справа).

Рентгеновские кривые блеска

Исследования рентгеновских спектров звезд типа γ Cas позволяют выяснить связь их оптической и рентгеновской переменности. К сожалению, отношение сигнал/шум в рентгеновских спектрах звезд типа γ Cas составляет только 10–20 даже для самой звезды γ Cas – самой яркой звезды этого типа, что не позволяет выявить переменность профилей рентгеновских линий γ Cas. В то же время переменность их рентгеновского блеска вполне заметна. К настоящему времени получено несколько десятков рентгеновских кривых блеска звезд типа γ Cas по наблюдениям на спутниках XMM и Chandra. В частности для яркой звезды этого типа HD 110432 (BZ Cru) выполнено 6 рентгеновских наблюдений.

Нами выполнен анализ рентгеновских кривых блеска этой звезды методом CLEAN Фурье-анализа. Для иллюстрации приведем на рис. 2 (слева) Фурье-спектр рентгеновских кривых блеска HD 110432, по наблюдениям на XMM 21.01.2003. Анализ этого наблюдения методом CLEAN дает 6 регулярных компонент с периодами от 5 ч 36 минут до 25 минут, как показано на рис. 2 (слева). Подобные регулярные компоненты обнаружены при анализе других наблюдений этой звезды.

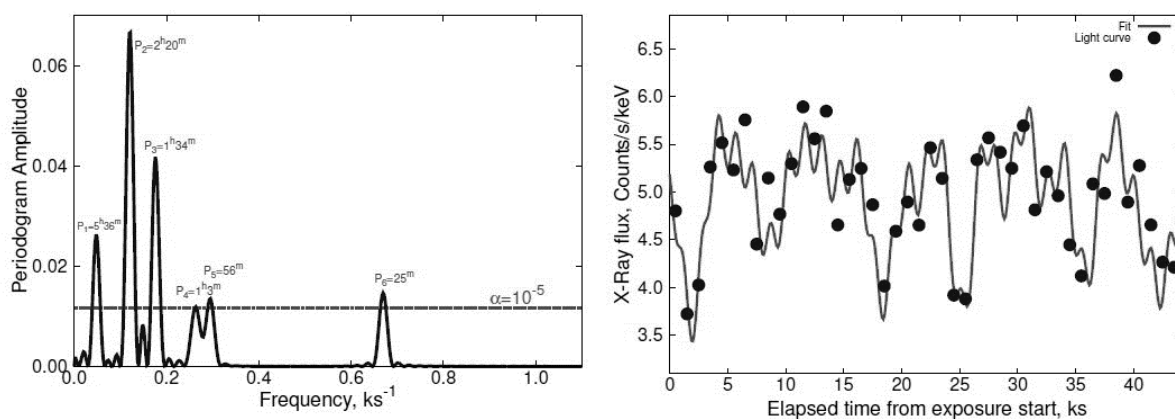


Рис. 2. Слева: Фурье-спектр рентгеновских кривых блеска HD 110432, по наблюдениям на спутнике XMM 21.01.2003 (ID 109480401). Пунктирная кривая соответствует уровню значимости $\alpha = 10^{-5}$. Справа: аппроксимация рентгеновской кривой блеска HD 110432 (точки) периодическими компонентами, показанными на левой панели (сплошная кривая).

Рентгеновские потоки всех анализируемых нами звезд типа γ Cas переменны на шкалах времени от нескольких минут до 5–6 часов и соответствуют характерным временам переменности в оптическом спектре [10–13] и типичным периодам нерадиальных пульсаций Be звезд [14]. Соответствие периодов оптической и рентгеновской переменности звезд типа γ Cas

показывает, что рентгеновское и оптическое излучение генерируются, по крайней мере, частично, в одной пространственной области. Так как оптическое излучение образуется либо на самой Ве звезде, либо в околозвездном декреционном диске, то рентгеновское излучение звезд данного типа формируется либо там же, либо в области между диском и фотосферой звезды.

Таким образом, из сравнения периодов переменности оптического и рентгеновского излучения звезд типа γ Cas можно сделать вывод о существенном вкладе предложенного в статье [8] механизма генерации рентгеновского излучения звезд типа γ Cas при взаимодействии локальных магнитных полей Ве звезды с декреционным диском в полное рентгеновское излучение этих звезд. Вопрос о вкладе в полный рентгеновский поток от звезд данного типа собственного излучения маломассивного спутника Ве звезды и/или горячего газа, формирующегося при аккреции вещества ветра Ве звезды на компактный компонент, остается открытым.

Настоящее исследование поддержано грантом РФФ 23-22-00090.

Литература

1. Naze Y., C. Motch, G. Rauw, et al. // MNRAS, 2020, 493, 2511
2. Grunhut J.H., G.A. Wade, and MiMeS Collaboration, in J.L. Hoffman, J. Bjorkman, B. Whitney (eds.), Stellar Polarimetry: from Birth to Death // Amer. Inst. Phys. Conf. Ser. 2012, **1429**, 67
3. ud-Doula A., S.P. Owocki, N.D. Kee // MNRAS, 2018, **478**, 3049.
4. Postnov K., L. Oskinova, J.M. Torregon // MNRAS, 2017, **465**, L119
5. Hamaguchi K., L. Oskinova, C.M.P. Russell, et al. // ApJ, 2016, **832**, 140
6. Ryspaeva E., Kholtygin A. // Open Astronomy, 2021, **30**, 132
7. Robinson R.D., M.A. Smith, G.W. Henry // ApJ, 2002, **575**, 435
8. Smith M.A., R. Lopes de Oliveira, C. Motch // Adv. Space Res., 2016, **58**, 782
9. Roberts D.H., J. Lehar, J.W. Dreher // Astron. J., 1987, 93, 968
10. Kholtygin A.F., M.A. Burlak, O.A. Tsiopa // Astron. Tsirk., 2021, No. 1649
11. Kholtygin A.F., M.A. Burlak, Yu.V. Milanova et al. // Astron. Tsirk., 2022, No. 1652
12. Холтыгин А.Ф., И.А. Якунин, М.А. Бурлак и др. // Астроф. Бюлл., 2023, в печати
13. Холтыгин А.Ф., Рыспаева Е.Б., Якунин И.А., Циона О.А. // Научные труды ИНАСАН, 2023, **8**, в печати
14. Rivinius Th., D. Baade, S. Stefl // A&A, 2003, 411, 229

СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ В БЕЛОМ СВЕТЕ И НАГРЕВ ФОТОСФЕРЫ АЛЬФВЕНОВСКИМИ ВОЛНАМИ

Цап Ю.Т.¹, Копылова Ю.Г.²

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

WHITE-LIGHT FLARES AND SOLAR PHOTOSPHERE HEATING BY ALFVÉN WAVES

Tsap Yu.T.¹, Kopylova Yu.G.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-337-340>

The possibility of the photospheric heating by Alfvén waves, using numerical calculations based on models of the solar atmosphere proposed by Avrett and Loeser (2008) is analyzed. Calculations show that the propagation time of the Alfvénic disturbances from the corona to the photosphere lies in the range from a few minutes to a few tens of minutes. This suggests that Alfvén waves can hardly be responsible for the heating of the photosphere in solar flares.

Введение

Солнечные вспышки в белом свете – это вспышки, которые можно обнаружить в оптическом континууме. В настоящее время считается, что за нагрев вспышечной хромосферы/фотосферы, т.е. областей, где формируется оптическое континуальное излучение, могут быть ответственны либо электроны, либо протоны, либо альфвеновские волны [1, 2]. При этом наиболее привлекательным выглядит последний механизм, поскольку первый и второй предполагают необходимость ускорения большого числа высокоэнергичных частиц, что противоречит наблюдениям [1, 2]. Хотелось бы также подчеркнуть, что часто привлекаемый механизм нагрева фотосферы, связанный с переизлучением нагретой ускоренными частицами хромосферы (back-warming) также сталкивается с трудностями, как вследствие малости потока излучения в нижние слои атмосферы [3], так и определяющего вклада в континуум, по крайней мере, для некоторых событий фотосферных источников излучения [4].

Несмотря на большое количество работ, вопрос о времени распространения альфвеновских волн из короны в фотосферу до сих пор детально не рассматривался. Насколько известно авторам, лишь в работе [6], исходя из модели вспышечной атмосферы *F1* Machado et al. [7] сравнительно детально была рассмотрена данная проблема. В частности, для характерного времени распространения альфвеновских волн была получено следующее

полуэмпирическое соотношение: $\tau \approx 10^4/B_{0,ph}$ [сек], где магнитное поле на уровне фотосферы выражено $B_{0,ph}$ выражено в гауссах.

Цель настоящей работы – оценить характерное время распространения альфвеновской волны из короны в фотосферу, исходя из современных моделей атмосфер Солнца.

Аналитические и численные оценки времени распространения альфвеновских волн

Характерное время распространения альфвеновских волн из короны в область температурного минимума можно представить следующим образом

$$\tau = \tau_c + \tau_{hp}, \quad (1)$$

где τ_c – время распространения альфвеновской волны вдоль корональной части, а τ_{hp} – от переходной области до фотосферы. Сразу отметим, что поскольку $\tau_c = L/V_{Ac}$, где характерная полудлина петли $L = 10^9$ см, а альфвеновская скорость $V_{Ac} = 10^3$ км/с, значение $\tau_c = 10$ сек, т.е. корональная компонента едва ли окажет существенное влияние на задержку между жестким рентгеновским и континуальным излучением. В свою очередь, полагая характерное время распространения из переходной области в фотосферу

$$\tau_{hp} = \int_0^{z_{tr}} \frac{dz}{V_{Ap}(z)}, \quad (2)$$

и альфвеновскую скорость в нижних слоях в хромосфере/фотосфере

$$V_{Ap}(z) = V_{Ac} \exp\left(\frac{-z}{2H}\right), \quad (3)$$

где z_{tr} – глубина проникновения альфвеновской волны, начиная от переходной области, а H – характерная шкала высот, из (2) и (3) получим

$$\tau_{hp} = \frac{2H}{V_{Ac}} (\exp(z_{tr}/2H) - 1). \quad (4)$$

Вновь полагая в (4) альфвеновскую скорость $V_{Ac} = 10^3$ км/с, шкалу высот $H = 120$ км и расстояние от переходной области до источника фотосферного излучения $z_{tr} = 2200$ км, получим $\tau_{hp} \approx 38$ мин.

Полученную оценку τ_{hp} едва ли можно считать надежной ввиду сильной неоднородности нижней атмосферы Солнца. В связи с этим мы решили воспользоваться численными расчетами, взяв за основу модель спокойной атмосферы Солнца Avrett, Loeser [8], представленную на рис. 1.

На первый взгляд может показаться, что использование модели спокойной атмосферы будет приводить к значительным погрешностям в случае солнечной вспышки. Однако нас интересует, в первую очередь, начальная фаза вспышечного энерговыделения, и, как станет ясно из дальнейшего, изложения, основной вклад в τ_{hp} вносит распространение альфвеновского возмущения в области нижней хромосферы/фотосферы, где температура

и плотность плазмы, как показывают оценки [2], меняются незначительно в ходе вспышки.

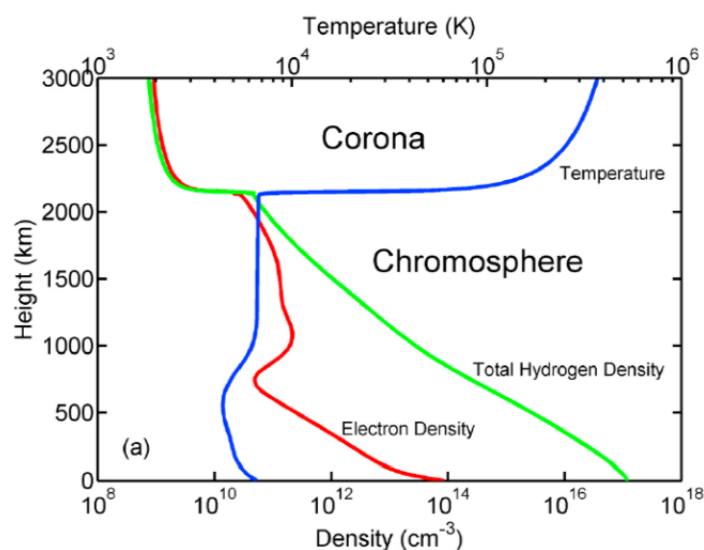


Рис. 1. Модель солнечной атмосферы Avrett, Loeser [8].

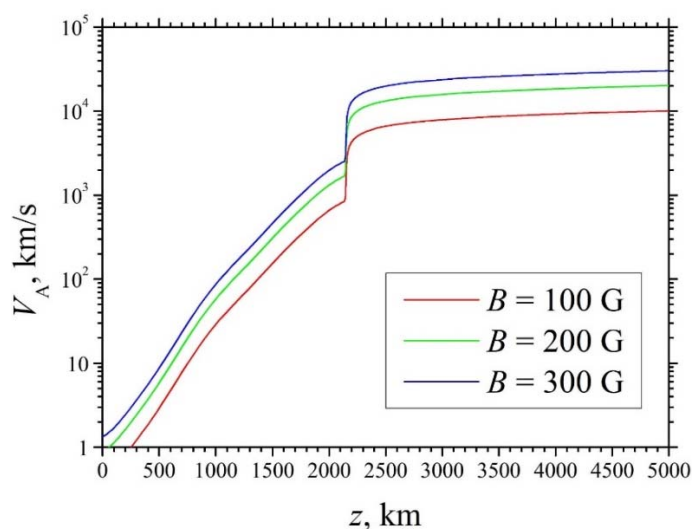


Рис. 2. Изменения альфвеновской скорости V_A с высотой z в солнечной атмосфере при различных значениях B .

На рис. 2 представлены результаты численных расчетов изменения альфвеновской скорости $V_A(z)$ с высотой z . Как и следовало ожидать, в короне Солнца $V_A(z)$ меняется незначительно, и быстро падает в переходной области, а также хромосфере/фотосфере.

Результаты численных расчетов зависимости времени распространения сигнала от напряженности магнитного поля B и высоты z (рис. 3) свидетельствуют, что, как и следовало ожидать, временная задержка τ_{hp} в основном «набегает», начиная с высоты около 700 км, что соответствует нижней хромосфере. При этом τ_{hp} лежит в пределах порядка 3–10 минут.

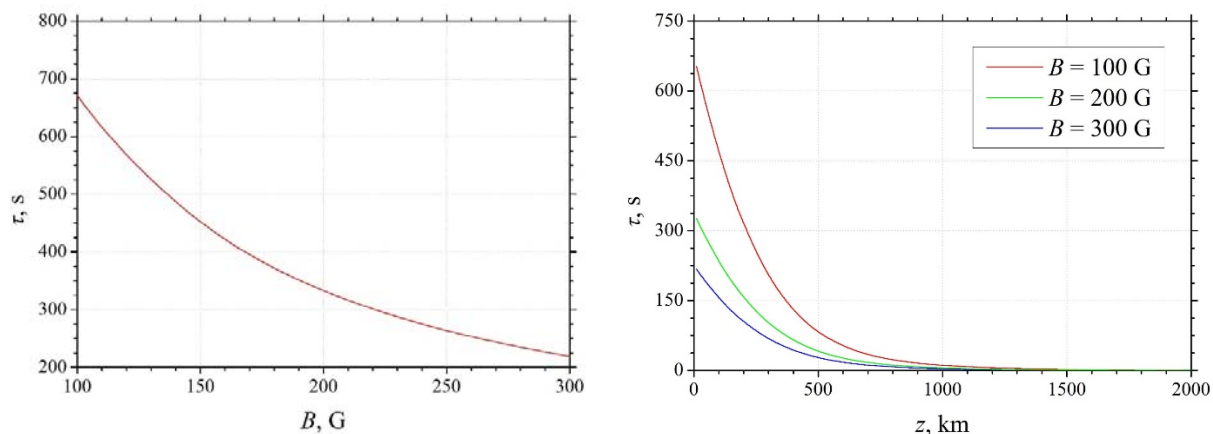


Рис. 2. Зависимость времени распространения сигнала от напряженности магнитного поля (слева) и высоты z при различных значениях B (справа).

Обсуждение и выводы

Нами был проведен анализ времени распространения альфвеновских волн, генерируемых вспышечным энерговыделением, из короны в фотосферу τ . На основе модели спокойно атмосферы Avrett, Loeser [8] показано, что характерное время τ лежит в пределах от нескольких минут до нескольких десятков минут. Это предполагает, что альфвеновские волны едва ли могут служить эффективным источником нагрева фотосферы в солнечных вспышках. На наш взгляд, нагрев фотосферы скорее происходит *in situ* вследствие диссипации электрических токов. Однако этот вопрос требует отдельного обстоятельного анализа.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (№ 20-52-26006), РНФ (№ 22-12-0030) и Минобрнауки (НИР № 1021051101548-7-1.3.8).

Литература

1. Prochazka, O., Reid, A., Milligan, R. et al. // *ApJ*, 2018, 862:76 (12pp).
2. Kerr, G.S. // *Frontiers in Astron. and Space Sci.*, 2022, 9, id.425.
3. Allred, J.C., Kowalski, A.F., & Carlsson, M. // *ApJ*, 2015, 809, 104.
4. Kretzschmar, M. // *A&A*, 2011, 530, A84.
5. Kuhar, M., Krucker, S., Oliveros, J.C.M. // *ApJ*, 2016, 816:6 (8 pp).
6. Emslie, A.G., Sturrock, P.A. // *SoPh*, 1982, 80, 99.
7. Machado, M.E., Avrett, E.H., Vernazza, J.E., Noyes, R.W. // *ApJ.*, 1980, 242, 336.
8. Avrett, E.H., Loeser, R. *Astrophys. J. // Supp. Ser.* 2008, 175, 229.

КРИТЕРИИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПАЙКОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Чариков Ю.Е.¹, Склярлова Е.М.¹, Шувалова В.И.², Шабалин А.Н.¹

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

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE DETECTION OF THE HARD X-RAY SPIKES IN SOLAR FLARES

Charikov Yu.E.¹, Sklyarova E.M.¹, Shuvalova V.I.², Shabalin A.N.¹

¹*Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-341-344>

Detecting millisecond spikes in the hard X-ray emissions of solar flares proves challenging due to the limited number of quanta recorded within a 16 or 64 millisecond interval. The most informative data originate from observations of CGRO/BATSE. The initial time series undergoes processing, including identifying the slowly changing component (trend) and calculating the standard deviation. Further criteria for detecting spikes are introduced, specifically, the number of bins that define the spike profile and the recording of spikes across several energy channels. The detection technique for spikes in X-ray emissions from the SOL1998-08-31 and SOL2017-07-03 flares is demonstrated.

Введение

В структуре жесткого рентгеновского (ЖР) излучения солнечных вспышек регистрируются импульсы различной длительности (см. [1] и ссылки в ней). Элементарные ЖР всплески секундной длительности отчетливо видны даже визуально во временных рядах вспышечного излучения. Намного сложнее обстоит дело с выявлением более тонкой структуры субсекундной длительности. Причина в малом числе квантов в интервале одного бина, наименьшая длительность которого в разных наблюдениях составляет от 16 мс до 256 мс [2, 4], и потому малой величине отношения сигнал/шум. Поэтому, необходимо использовать методы обработки, которые должны учитывать как специфику излучения, так и сам процесс регистрации. Обсудим основные этапы обработки.

1. Вычитание тренда

Спайки являются субсекундными структурами временного ряда, поэтому для их корректного отождествления необходимо выделение быстро меняющейся (высокочастотной) компоненты из исходного сигнала, для чего производится вычитание медленно меняющейся компоненты (тренда). В данной работе предлагается определение тренда путем сглаживания исходного сигнала скользящей средней. С целью

обнаружения в сигнале структур с характерными временными масштабами, не превышающими 1 секунду, предлагается производить сглаживание по временному интервалу длительностью 1.5 с.

2. Вычисление стандартного отклонения

Высокочастотный временной ряд представляет собой совокупность шумовой компоненты и спайковых структур. Для выделения спайка на фоне шума традиционно применяется критерий превышения уровня 3σ . При этом нет единого мнения относительно того, как именно следует вычислять величину стандартного отклонения. Можно выделить следующие подходы: а) классическое определение стандартного отклонения по всему высокочастотному временному ряду вне зависимости от фазы солнечной вспышки [2]; б) вычисление стандартного отклонения в скользящем окне заданной ширины [3]; данный подход позволяет учитывать зависимость шума, связанного с регистрацией рентгеновских квантов, от стадии эволюции вспышки, в) определение стандартного отклонения в каждый момент времени как квадратного корня из соответствующего значения функции тренда [4], также учитывает зависимость шумовой составляющей от фазы вспышки.

3. Критерии выделения спайков

Единый критерий, в соответствии с которым можно было бы однозначно идентифицировать спайк, отсутствует. Общим среди подходов является требование превышения уровня 3σ хотя бы для трех последовательных точек высокочастотного временного ряда, как минимум в двух энергетических каналах [2–4]. Чем больше временных точек наблюдается в профиле спайка, тем более вероятно, что это спайковая структура реального излучения, а не шум. Дополнительным важным критерием в выделении спайков является наличие аналогичных структур в разных энергетических каналах. Обсудим влияние предложенных методов обработки на примере вспышек SOL1998-08-31T15:35:14, M1.5, (BATSE) и SOL2017-07-03 T16:14:05, M1.3, (Fermi/GBM).

3.1. Определение и вычитание тренда

Для вспышки SOL2017-07-03T16:14:05 (это время соответствует $t = 1046$ с на рис. 1, 3 и 5) тренд определен сглаживанием по 4 сек (левые панели) и 1.5 сек (рис. 1, справа). Вычитание тренда, сглаженного по 1.5 сек, удаляет из сигнала временные структуры длительностью более 1–1.5 с, позволяя оценить наличие субсекундных спайков на фоне уровня 3σ .

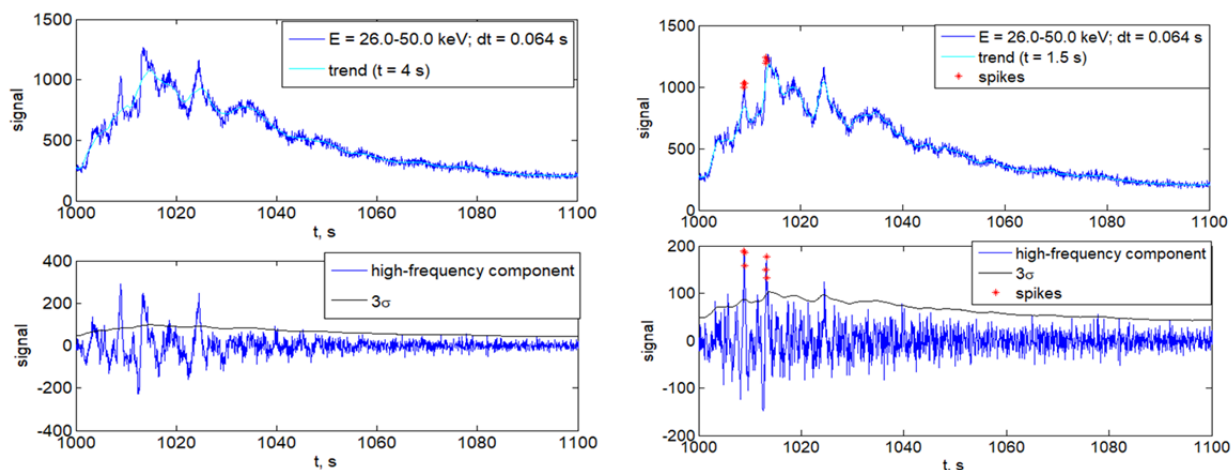


Рис. 1.

3.2. Определение стандартного отклонения

Для вспышки SOL2017-07-03T16:14:05 стандартное отклонение σ было определено несколькими способами – постоянное значение, вычисленное по всему высокочастотному временному ряду; переменное значение, равное квадратному корню из значения тренда в каждом бине; значение, вычисленное в скользящем окне шириной 30 и 60 секунд (рис. 3). Спайки зафиксированы для случаев постоянного значения уровня σ и вычисленного на основе корня из тренда. Второй вариант определения стандартного отклонения представляется более обоснованным, так как учитывает зависимость величины шума от фазы вспышки.

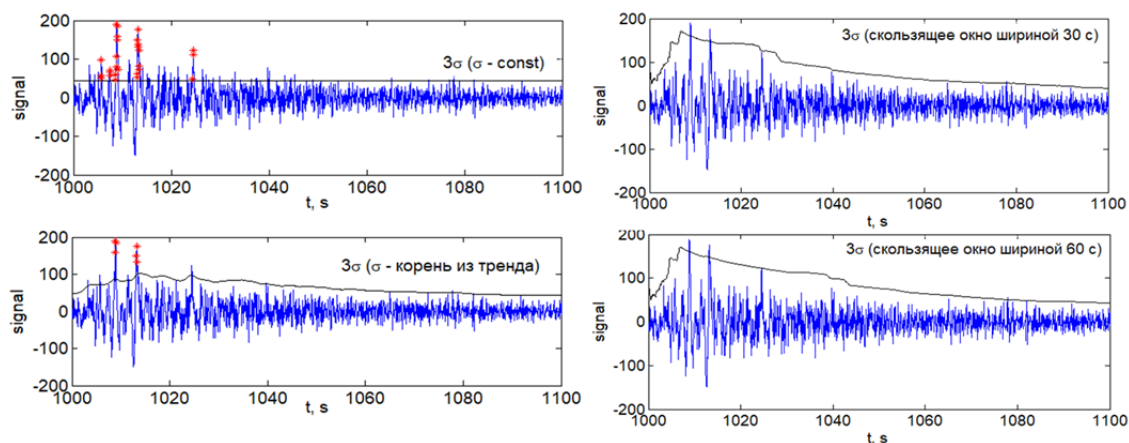


Рис. 3.

3.3. Дополнительные критерии выделения спайка

За: наличие спайков сходной формы в **нескольких последовательных энергетических каналах**. Пример: вспышка SOL1991-12-12 (03:00:23UT), M1.1, зарегистрированная спектрометром BATSE/CGRO. Общий временной профиль показан на рис. 4 слева, вертикальные прямые ограничивают анализируемый интервал времени. Временное разрешение соответствует 64 мс. Отметим наличие спайков в различных энергетичес-

ких каналах (рис. 4, справа), несколько отличающихся по форме профиля и смещенных относительно друг друга.

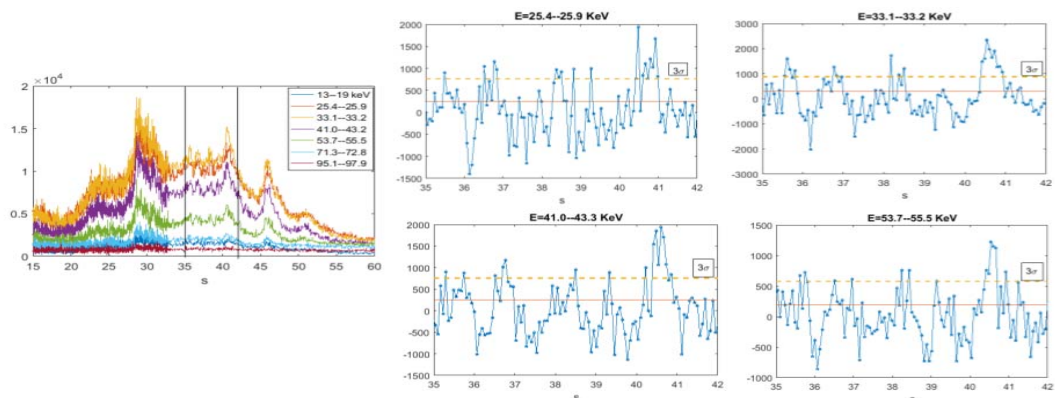


Рис. 4.

3b: количество временных точек в профиле спайка – многоточечные профили являются более вероятными кандидатами в спайки. Примером может служить структура в высокочастотном сигнале вспышки SOL2017-07-03T16:14:05 (рис. 5), многоточечные профили, повторяющиеся в трех энергетических каналах.

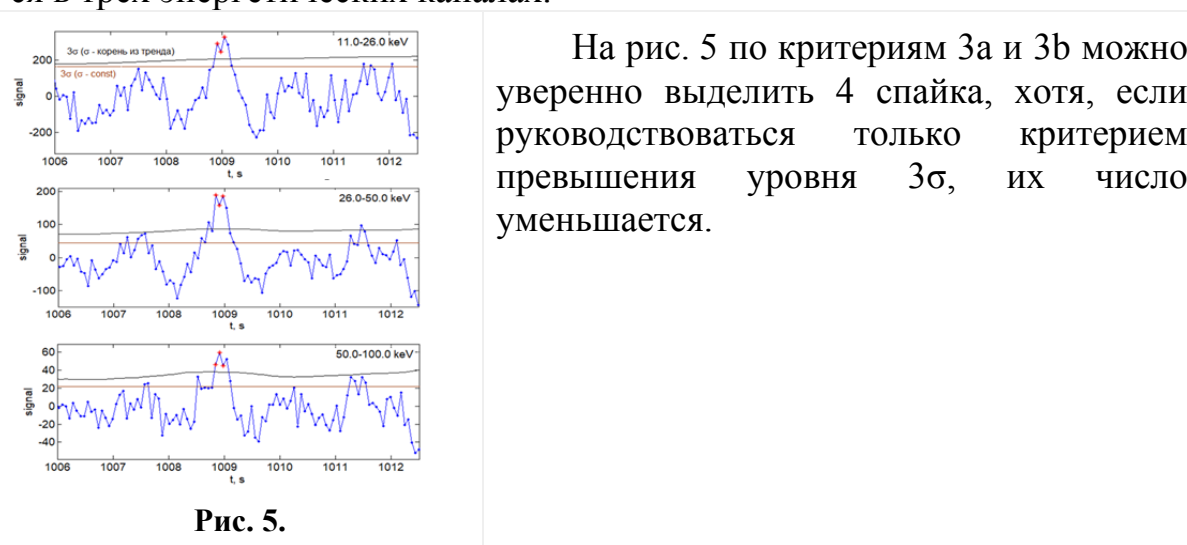


Рис. 5.

На рис. 5 по критериям 3a и 3b можно уверенно выделить 4 спайка, хотя, если руководствоваться только критерием превышения уровня 3σ , их число уменьшается.

Заключение

Приведенный алгоритм определения спайков позволяет детектировать значимые спайки и проводить оценку характерных времен ускорительных процессов. Отметим, что между различными энергетическими каналами могут быть временные задержки, которые необходимо учитывать при кросс-энергетическом поиске временных структур.

Литература

1. *Aschwanden, M.* Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions // Springer Science & Business Media, – 2005.
2. *Qiu, J., Cheng, J.X., Hurford, G.J. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2012. V. 547. P. A72.
3. *Cheng, J.X., Qiu, J., Ding, M.D. & Wang, H.* // *Astron. Astrophys.* 2012. V. 547. P. A73.
4. *Knuth, T. & Glesener, L.* // *Astrophys. J.* 2020. V. 903. № 1. P. 63.

ПРЕДВЕСТНИКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В УФ И РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Чариков Ю.Е.¹, Шохин Т.Д.², Шабалин А.Н.¹

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

²*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия*

UV AND X-RAY PRECURSORS OF SOLAR FLARES

Charikov Yu.E.¹, Shohin T.D.², Shabalin A.N.¹

¹*Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*

²*Peter the Great SPbPU, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-345-348>

This paper examines the "precursors" of solar flares, which are observed phenomena in the active region preceding a flare. The precursors demonstrate the creation of an unstable pre-flare configuration of magnetic field structures in the solar atmosphere, which culminates in a flare and other associated events such as coronal mass ejections. Analysing precursors is vital for comprehending the mechanisms responsible for flare triggering and enhancing their predictions. The identified phenomena comprise amplified UV and X-ray emissions, the emergence of novel magnetic structures, and alterations in plasma parameters within magnetic loops. This study outlines the specific criteria for pre-explosive events and opts to further investigate the GOES M3 event SOL2014-09-23T23:15. To track the active region's evolution, ultraviolet and X-ray images from the SDO/AIA and RHESSI data, respectively, were employed. Additionally, plasma parameter estimates were computed at each stage. Magnetic fields were extracted from the HMI magnetograms via the NLFFF approximation. The paper concludes by presenting a phenomenological model of flare evolution which relies on the magnetic field reconnection between two bipoles.

Введение

Отсутствие синхронных наблюдений с пространственным разрешением ~ 1 угл. с в широком диапазоне энергий и малым временным разрешением ~ 1 с вызывает затруднения при интерпретации динамики солнечных вспышек. Если в ультрафиолетовом (УФ) излучении удастся обнаруживать филаментарную структуру в процессе формирования и развития вспышек, то рентгеновские изображения подобную структуру не выявляют в силу худшего пространственного разрешения. Не меньшая проблема присутствует в определении геометрии магнитного поля, которую удастся восстановить из данных SDO/HMI в приближении бессилового поля на масштабе времен 135–720 с. Тем не менее, об эволюции магнитного поля, приводящей к началу вспышки, можно судить по предвспышечным уярчениям в излучении в УФ и рентгеновском диапазоне. Мы будем рассматривать уярчения в УФ и рентгеновском излучении, регистрируемые на стадии, предшествующей началу вспышки на интервале 1 час. Рассмотрим

динамику УФ и рентгеновского излучения на стадии предвестника солнечных вспышек по данным SDO/AIA и RHESSI. Под «предвестниками» будем понимать комплекс явлений в активной области (АО), наблюдаемых до начала вспышки, свидетельствующих о формировании нестабильной конфигурации магнитных полей в АО в атмосфере Солнца, приводящей впоследствии к вспышке.

Предвестники вспышки SOL2014-09-23T22:58:20

Мощная вспышка GOES класса M3 произошла 23-09-2014 в 22:58:20 UT в АО 2127. Временной профиль ЖР излучения показан на рис. 1.

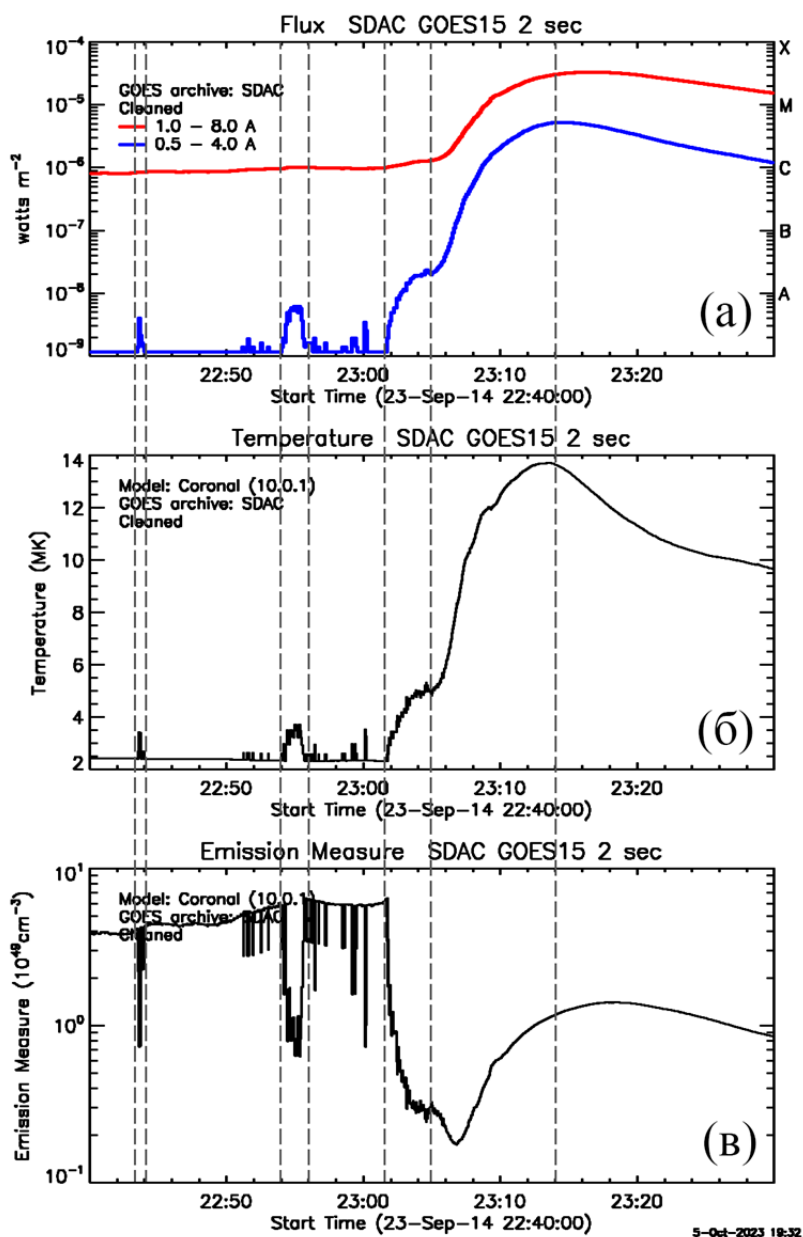


Рис. 1. Вспышка GOES M3 SOL2014-09-23T22:58 в рентгеновском диапазоне по измерениям GOES (а) – рентгеновский поток в $\text{Вт}/\text{м}^2$; (б) – температура в MK; (в) – мера эмиссии в 10^{49}см^{-3} . Вертикальными линиями выделены интервалы, соответствующие предвестникам.

Наиболее отчетливое повышение скорости счета происходит за 10 минут до начала вспышки. Рассчитанная по данным GOES в 2-х каналах температура плазмы обнаруживает подобное превышение, а мера эмиссии в момент предвестника наоборот уменьшается. Подобное поведение температуры и потока рентгеновского излучения свидетельствует о тепловом тормозном механизме. Следовательно, в момент предвестника происходило превращение энергии магнитного поля в тепловую энергию плазмы. Высокотемпературная плазма может проявлять себя так же и в УФ излучении в линиях высокоионизованных элементов. Рассмотрим УФ излучение в этой вспышке

УФ изображения на стадии предвестника и вспышки 2014-09-23T22:58

На рис. 2 показана эволюция АО в различные моменты развития вспышки в УФ линии 94\AA (излучение линии ионизованного Fe X при $T = 6.3\text{ MK}$). Отметим, что аналогичные значения температуры плазмы получены из данных GOES (рис. 1б).

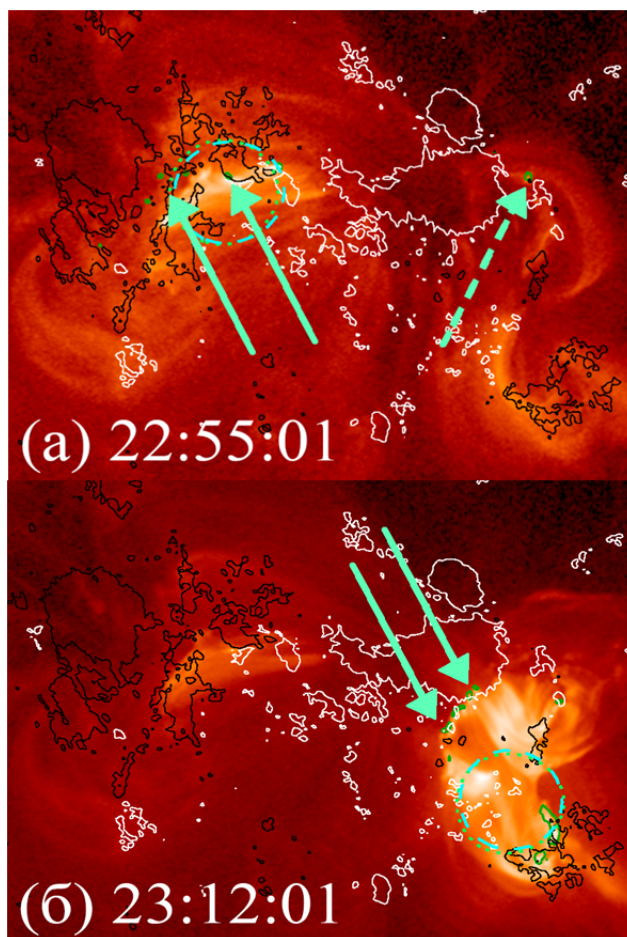


Рис. 2. Эволюция АО события **M3 SOL2014-09-23T22:58** в УФ линии 94\AA (данные SDO/AIA): (а) – в момент рентгеновского предвестника; (б) – в момент пика вспышки. Поверх нанесены контуры УФ линий, соответствующие холодной плазме (1600\AA), контуры LOS магнитограммы разных полярностей и контуры источников рентгеновского излучения (3–6, 6–12 кэВ). Стрелками обозначены уярчения в линии 1600\AA , соответствующей излучению ионизованного C^{IV} + континуум при $T = 100\ 000\text{ K}$.

АО 2127 состояла из 2-х крупных пятен отрицательной полярности с общей областью положительной полярности. Первоначальное возгорание УФ происходило в области левого пятна (рис. 2а), а спустя примерно 5 мин происходила перестройка УФ филаментов в области правого пятна (рис. 2б), приводящая к полному изменению конфигурации с возможным выбросом плазмы. Области локализации предвестника и вспышки удалены на расстояние порядка 50–100 арксекунд. Время, прошедшее от пика предвестника до начала взрывной фазы составляет ~5 минут. Если предположить, что энерговыделение в области предвестника вызвало возмущение в атмосфере Солнца, которое привело к дестабилизации и последующей эрупции магнитного волокна в области вспышки, можно получить оценку скорости распространения такого возмущения $\sim(120\text{--}240)$ км/с. Подобные скорости возмущений наблюдаются непосредственно в УФ диапазоне в случаях взаимодействия двух разнесенных областей (см., например, [3]).

Заключение

Сложная динамика магнитных полей на этапах накопления и высвобождения энергии в солнечной вспышке приводит к большому числу способов трансформации накопленной энергии в генерацию волн, нагрев плазмы, ускорение заряженных частиц (см. Aschwanden, 2002). Анализ возможных причинно-следственных связей между предвестником и вспышкой является необходимым звеном для понимания физики вспышечных процессов.

Работа Шабалина А.Н. поддержана Грантом РФФИ № 20-72-10158. Работа Чарикова Ю.Е. выполнена по теме ГБ № 0040-2019-0025.

Литература

1. *Aschwanden, M.* Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions // Springer Science & Business Media, – 2005.
2. *Charikov Yu.E.* // Phys. Chem. Earth Pt. C-Solar-Terr. Planet. Sci., 2000, v.25, N5-6, p. 407.
3. *Carley, E.P. et al.* // Nature Communications, 2019, 10 (1): 2276.

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКАХ ВСПЫШЕЧНЫХ АРКАД

Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е.

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

QUASI-PERIODIC PULSATIONS OF HARD X-RAY RADIATION IN LOCAL SOURCES OF FLARE ARCADES

Shabalin A.N., Ovchinnikova, E.P., Charikov Yu.E.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-349-352>

In this investigation, we examined the time series of hard X-ray radiation generated by local sources of solar flares utilizing RHESSI telescope data. To divide the spatial hard X-ray maps into analyzed regions, magnetic structures characteristic areas were identified through the NLFFF method in the GX_Simulator program, employing approximations of SDO/HMI vector magnetograms. Temporal analysis of data from local regions was conducted utilizing the wavelet analysis method. The interpretation of the observed Quasi-Periodic Pulsations (QPPs) of hard X-ray radiation required numerical modeling of the propagation and emission of accelerated electrons in an oscillating flare magnetic loop. This was performed within the framework of the collapsing trap model.

1. Введение

Квазипериодические пульсации (КПП) излучения являются распространенным феноменом, который сопровождает взрывную фазу солнечных вспышек. Величины квази-периодов пульсаций в различных диапазонах энергий от радио- до гамма-излучения варьируются от долей секунд до нескольких минут. В настоящей работе будем интересоваться КПП в жестком рентгеновском (ЖР) диапазоне энергий >18 кэВ с характерными значениями периодов 8–100 с. Для целей настоящей работы разделим модели КПП на две условные категории: модели, в которых модулируется квазипериодический процесс вспышечного энерговыделения и модели, в которых происходит квазипериодическая модуляция параметров вспышечной петли таких как плотность плазмы, величина и направление магнитного поля. Модели с квазипериодическим энерговыделением, в свою очередь, разделим на модели, в которых последующее распространение ускоренных частиц происходит в “одной и той же” магнитной структуре и модели с вовлечением в процесс вспышки множества магнитно не связанных структур. Подробный обзор и классификацию моделей КПП см. в работах [1–2]. В настоящей работе проведен анализ временных рядов ЖР излучения из отдельных локальных источников двух солнечных вспышек SOL 2014-10-22 X1.6 и SOL 2014-04-

18 М 7.3 по данным телескопа RHESSI. Причем, разделение пространственных ЖР карт на анализируемые области проводилось по результатам выделения характерных областей магнитных структур, полученных аппроксимацией векторных магнитограмм SDO/HMI методом NLFFF в программе GX_Simulator [3–4]. Временной анализ данных из локальных областей проводился методом Вейвлет-анализа. С целью интерпретации наблюдаемых КПП ЖР излучения проводилось численное моделирование распространения и излучения ускоренных электронов в “осциллирующей” вспыхивающей магнитной петле в рамках модели коллапсирующих ловушек [5–6].

2. Событие SOL 2014-04-18

На рисунке 1 (нижняя панель) представлены временные профили рентгеновского излучения 20–50 кэВ для выделенных боксов рис. 1 (верхняя панель, слева) события SOL2014-04-18, рентгеновский класс M7.3, и результаты вейвлет-анализа для выбранных источников рис. 1 (верхняя панель, справа). Основываясь на NLFFF-аппроксимации

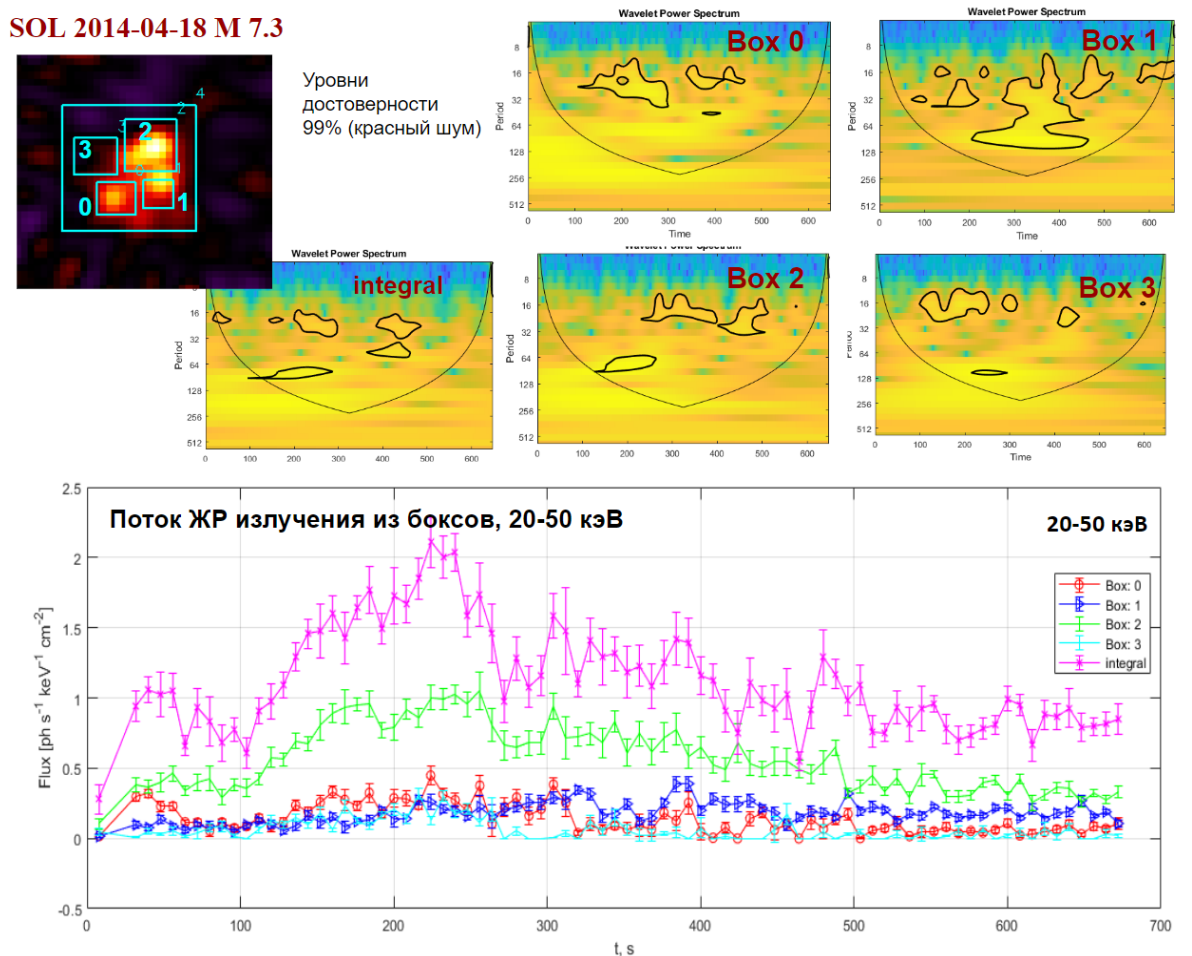


Рис. 1.

магнитных структур для данного события, источники 2–3, 0–1 являются магнитно связанными. Для всех локальных источников были обнаружены периоды осцилляций в диапазоне 8–90 с. Значениях полученных периодов и время появления / исчезновения как для магнитно связанных так и несвязанных источников не совпадают.

3. Моделирование КПП ЖР излучения

На рисунке 2 представлены результаты численного моделирования распространения и излучения ускоренных электронов во вспышечной петле в модели коллапсирующих ловушек [6–8]. Зелеными кривыми отражены модельные вариации индукции магнитного поля в вершине петли: случай “слабых” и “сильных” вариаций. Красные и голубые кривые отражают рентгеновский поток в диапазоне 20–50 кэВ в основаниях и вершине петли соответственно. Сплошные кривые отвечают модели с “слабыми” вариациями магнитного поля, штриховые – модели с “сильными” вариациями. Заданный модельный квазипериод вариаций магнитного поля 16 с детектируется на вейвлетограмме (нижние панели) только в модели с “сильными” вариациями магнитного поля.

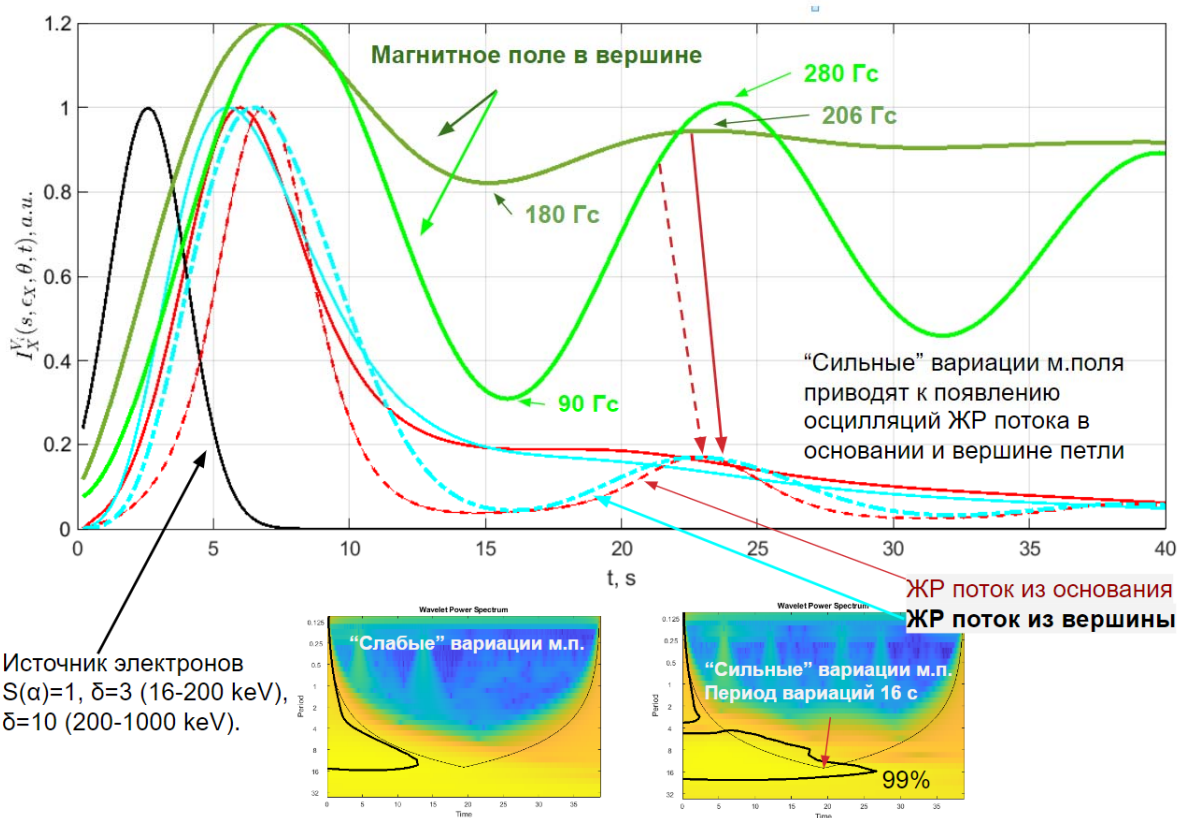


Рис. 2.

4. Заключение

В ЖР излучении вспышки SOL 2014-10-22 X1.6 обнаружены три (~16/32/48 с) периода в диапазоне 8–64 с. Осцилляции идентичны в магнитно-связанных и несвязанных источниках.

В ЖР излучении вспышки SOL 2014-04-18 M 7.3 обнаружено четыре периода в диапазоне 8–90 с. Осцилляции по значению периода и времени появления/исчезновения практически не пересекаются во всех источниках, вне зависимости от их магнитной связности.

При исследовании КПП необходимо анализировать отдельные источники с учетом их морфологии, поскольку интегральное излучение в ряде вспышек является сложной суперпозицией излучения из множества отдельных источников.

К вариациям в ЖР потоке за счет модулирования конуса потерь при изменении магнитного поля приводят осцилляции м.поля в корональной области с величинами >30% от среднего значения м.поля в вершине вспышечной петли (или 5–15 Гс/с). Если таких величин вариаций магнитного поля нет, то КПП в ЖР диапазоне могут быть результатом только КПП в ускорителе(ях). Таким образом, группа моделей с быстрыми магнитозвуковыми волнами в излучающей вспышечной петле, применительно к ЖР излучению, оказывается не способной объяснить наблюдаемые КПП.

Работа Шабалина А.Н. поддержана Грантом РФФ № 20-72-10158. Работа Овчинниковой Е.П. и Чарикова Ю.Е. выполнена по теме Государственного задания № 0040-2019-0025.

Литература

1. *Kupriyanova, E., Kolotkov, D., Nakariakov, V. & Kaufman, A. // Solar-Terrestrial Phys. 2020. 6, 3–23.*
2. *Zimovets, I.V. et al. // Space Sci. Rev. 2021. 217, 66.*
3. *Schou, J. et al. // Sol. Phys. 2012. 275, 229–259 ().*
4. *Nita, G.M. et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2023. 267, 6.*
5. *Shabalin, A.N., Charikov, Y.E., & Sharykin, I.N. // The Astrophysical Journal. 2022. 931, 27.*
6. *Shabalin, A.N., Ovchinnikova, E.P. & Charikov, Y.E. // Astrophys. J. 2023. 954, 58.*

**ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ИСТОЧНИКОВ
В ДИАПАЗОНЕ 3–12 ГГц ВО ВРЕМЯ ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЫ
ЛИМБОВОЙ ВСПЫШКИ 5 ФЕВРАЛЯ 2023 ГОДА**

Шамсутдинова Ю.Н., Кашапова Л.К., Жданов Д.А.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

**EVOLUTION OF MICROWAVE SOURCES IN THE RADIO
RANGE 3-12 GHz DURING THE IMPULSIVE PHASE
OF THE LIMB SOLAR FLARE**

Shamsutdinova J.N., Kashapova L.K., Zhdanov D.A.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-353-356>

We present the study results of the dynamics of the spatial structure and spectral properties of microwave sources of the limb solar flare on February 3, 2023. We found hot and cold (dark) casp-shape structures on the SDO/AIA 193 Å images. Such structures are a typical feature of an eruptive flare in the standard model, and they are associated with magnetic reconnection and particle acceleration. The eruption was connected with the dark casp. The temporal profile, obtained by ASO-S/HXI in the range 50–100 keV, indicates the accelerated electrons during the event. The purpose of this work is analyzing of the dynamics of electron acceleration and precipitation using microwave observations of Siberian Radioheliograph (SRH) in the range 3–12 GHz.

Важным индикатором наличия или отсутствия ускоренных частиц во время солнечных вспышек является форма микроволнового спектра [1]. В зависимости от того, представляет ли спектр зависимость потока или яркостной температуры от частоты, мы будем наблюдать различные формы его наклона как в высокочастотной, так и в низкочастотной частях. Разделение на эти части происходит с помощью пиковой частоты, которая также отделяет диапазоны частот соответствующих оптически тонкому или оптически толстому источникам излучения [2]. Для вспышки, расположенной на диске, пространственную структуру микроволнового источника исследовать сложно из-за наличия проекционных эффектов. Поэтому для анализа вспышечных источников лучше всего подходят лимбовые события. Например, событие в [3], где авторам удалось разделить компактный вспышечный источник и место первичного энерговыделения.

Исследуемое лимбовое событие 5 февраля 2023 года с максимумом в 03:24:40UT (положение [950";150"]) наблюдалось Сибирским Радиогелиграфом (СРГ) [4] с временным разрешением около 3 секунд в диапазоне 3–12 ГГц. Уникальное положение события и возможность наблюдать его в широком диапазоне частот позволяют нам провести анализ пространственной структуры источника и выявить механизмы излучения с помо-

щью спектрального анализа. Мы выбрали фазу роста как наиболее интересную с точки зрения начала и развития процессов ускорения. Помимо данных СРГ мы использовали для первичного анализа момента максимума микроволнового спектра в широком диапазоне наблюдательные данные Бадарского широкополосного микроволнового спектрополяриметра (БШМС) [5] в диапазоне 4–8 ГГц в сочетании с данными радиополяриметра Нобейма (NoRP) [6] в диапазоне 1–35 ГГц. Топология вспышечных источников анализировалась с помощью изображений в крайнем ультрафиолете (КУФ) в полосах 131 и 193 Å SDO/AIA [7]. Наличие наблюдений HXI/ASO-S [8] позволили провести анализ рентгеновского излучения в диапазоне 10–300 кэВ.

Согласно среднему микроволновому спектральному анализу по данным БШМС и NoRP пиковая частота микроволнового спектра находится около 5 ГГц. Это означает, что изображения на 9 и 3 ГГц показывают оптически тонкий и толстый источники излучения, соответственно. На данных частотах были построены временные профили по данным СРГ, представленные на рисунке 1 (левая панель). Наличие значительных потоков рентгеновского излучения в энергетической полосе 20–100 кэВ по данным HXI/ASO-S указывает на присутствие ускоренных электронов во время события. Временные профили демонстрируют то, что событие было быстрым с максимумом около 03:24:40 UT. Мы полагаем, что вспышка началась около 03:24 UT, и поэтому для исследования были выбраны несколько моментов времени на фазе роста, описывающие процессы ускорения и распространения электронов в течение первых 40 секунд.

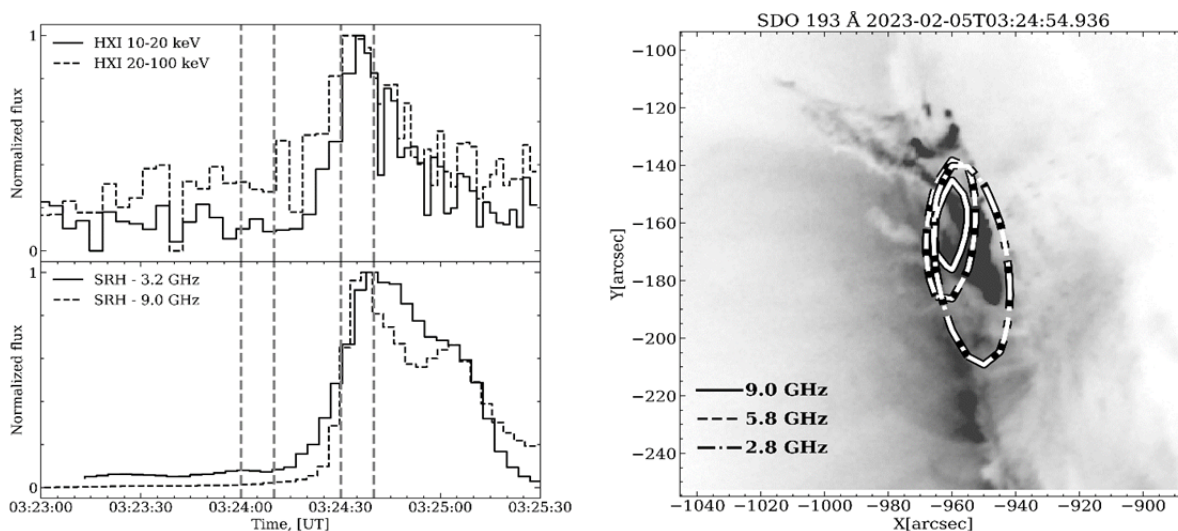


Рис. 1. *Левая панель:* временные профили в рентгеновском и микроволновом диапазоне по данным HXI и СРГ. Пунктирные линии показывают выбранные моменты времени на фазе роста. Временные профили на частотах 9 ГГц и 10–20 кэВ указывают на наличие нетепловых электронов. *Правая панель:* эволюция микроволновых источников во время солнечной вспышки.

Для исключения артефактов, связанных с ошибками ориентации, положение солнечного диска на изображениях СРГ для выбранных моментов времени на частотах 3–12 ГГц проверялось и корректировалось с использованием центров источников для нескольких активных областей, располагавшихся на диске. В качестве центра выбирался пиксел с самой большой яркостной температурой или центр масс источника. Выделялась одна частота, для которой положение изображения корректировали с помощью магнитограммы и изображения поляризации V. Сдвиги по координатам для всех остальных частот были найдены относительно скорректированного центра источника на выбранной частоте. Для анализа активной области мы использовали вычтенные изображения на фазе роста, полученные путем отнимания изображения Солнца в момент времени до вспышки, чтобы убрать вклад квазистационарных источников излучения.

На рисунке 1 (правая панель) контурами показаны микроволновые источники на КУФ изображении в полосе 193 Å для момента максимума вспышки. Можно видеть, что микроволновый источник является компактным и находится над горячим каспом, а темный касп связан с эрупцией. Каспоподобные структуры являются особенностью эруптивной вспышки в стандартной модели, и их связывают с магнитным пересоединением и ускорением частиц. Отметим, что часть микроволнового вспышечного источника на частоте около 3 ГГц находится над петельной структурой. Однако на других частотах микроволновый вспышечный источник выглядит компактным без четко выраженной высотной структуры, и мы можем определить его центр. На рисунке 2 (левая панель) показаны положения центров микроволнового вспышечного источника для моментов времени,

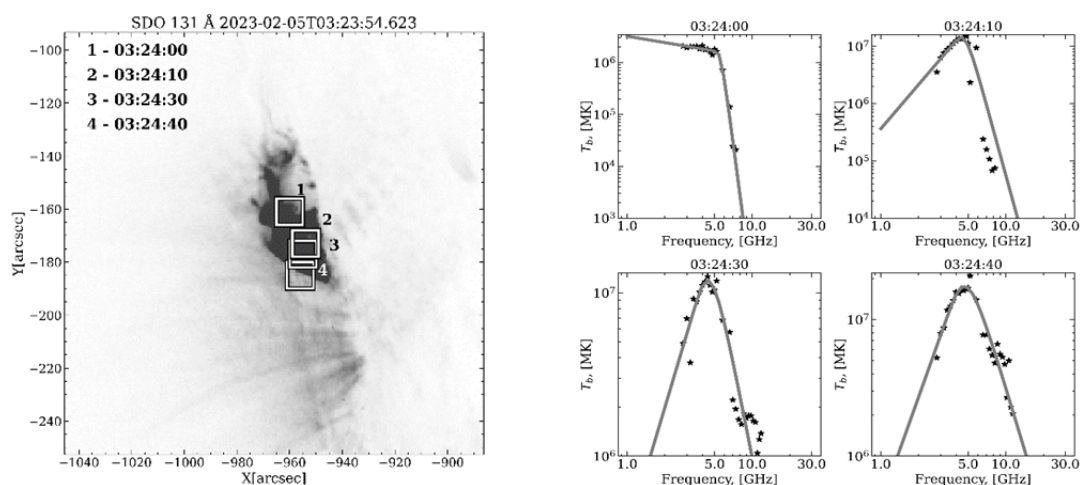


Рис. 2. *Левая панель:* расположение микроволновых источников по данным СРГ в диапазоне частот 3–12 ГГц в выбранные моменты времени на фазе роста. Прямоугольники показывают области для получения микроволновых спектров. *Правая панель:* микроволновые спектры яркостной температуры для моментов времени на фазе роста в диапазоне частот 3–12 ГГц. Значения яркостной температуры относятся к максимальным значениям в выбранных областях на левой панели.

представленных на рисунке 1 (левая панель). Мы видим, что положение источника на фазе роста, включая момент максимума, опустилось вниз. Для каждого момента времени был построен спектр в центре источника для яркостной температуры. Они представлены на рисунке 2 (правая панель). Полученные микроволновые спектры демонстрируют изменение механизма излучения. На начальной стадии фазы роста наблюдается гиротронное излучение тепловых электронов, через 10 секунд излучение преобразуется в гиротронное излучение нетепловых электронов, которое характеризуется наличием ускоренных частиц. Также наблюдается постепенное увеличение значений яркостной температуры.

На основании проделанного анализа лимбовой вспышки 5 февраля 2023 года мы можем сделать вывод, что компактный вспышечный микроволновый источник в диапазоне 3–12 ГГц на импульсной фазе был связан с горячим каспом, который является индикатором места ускорения электронов. Наличие ускоренных электронов во время данного события также подтверждается рентгеновскими потоками в диапазоне свыше 20 кэВ. По наблюдениям СРГ развитие микроволнового источника на фазе роста вспышки сопровождалось переходом от гиротронного излучения тепловых электронов к излучению нетепловых электронов согласно анализу микроволновых спектров.

Авторы благодарят коллективы инструментов ASO-S/HXI, SDO/AIA, СРГ, YAMAGAWA за предоставление открытого доступа к данным наблюдений, а также «Ангара» за предоставление данные ББМС.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Литература

1. *Dulk G.* // Annual Rev. Astron. Astrophys., 1985, vol. 23, pp. 169-224.
2. *Bastian T.S. et al.* // Annual Rev. Astron. Astrophys., 1998, vol. 36, pp. 131-188.
3. *Kou Y. et al.* // Nat. Comm., 2022, vol. 13.
4. *Lesvoi S. et al.* // Sol.-Terr. Phys., 2017, vol. 3, pp. 3-18.
5. *Zhdanov D. & V. Zandanov* // Solar Phys., 2015, vol. 290, no. 1, pp. 287-294.
6. *Torii C. et al.* // NURIA Proceedings, 1979, vol. 26, pp. 129-132.
7. *Lemen J.R. et al.* // Solar Phys., 2012, vol. 275, no. 1-2, pp. 17-40.
8. http://aso-s.pmo.ac.cn/en_index.jsp

МОНИТОРИНГ УФ-ИНДЕКСА НА ПОЛЯРНЫХ СТАНЦИЯХ ААНИИ

Шаповалов С.Н.¹, Соломатникова А.А.², Рябинин И.О.²

¹*Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
Санкт-Петербург, Россия*

²*Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, Санкт-Петербург, Россия*

MONITORING OF THE UV-INDEX AT THE AARI POLAR STATIONS

Shapovalov S.N.¹, Solomatnikova A.A.², Ryabinin I.O.²

¹*Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia*

²*Voeikov Main Geophysical Observatory, St. Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-357-360>

A brief description of the monitoring of the UV index at AARI stations in the high latitudes of the Arctic and Antarctica for the prevention and prediction of dangerous levels of exposure to solar ultraviolet radiation on the human body in the conditions of the non-setting Sun is presented. The UV index is a quantitative indicator of the ultraviolet light coming to the earth's surface and is a measure of the relative damage to the skin depending on the wavelength. The monitoring program is designed for the period of an 11-year cycle of solar activity.

Влияние солнечного UV излучения на организм человека вызывает важные фотобиологические процессы. Хорошо известен ряд негативных эффектов, способствующих повреждению эпидермиса большой дозой UVB (280–315 nm) за короткое время, в частности, острые фотодерматозы, а также длительным облучением субэритемными дозами, вызывающим фотостарение, новообразования и др. Так как 70% потока UVB приходится на полуденное время, то в этом интервале эпидермис поглощает максимальное количество энергии UVB. Особенностью излучения UVB является поглощение квантов NUV 280–300 nm нуклеиновыми кислотами, что приводит к разрушению структуры ДНК и РНК. Для предупреждения об опасных уровнях воздействия солнечной радиации на организм человека Всемирной организацией здравоохранения (ВОЗ) используется количественный показатель поступающего на земную поверхность солнечного излучения в диапазонах UVB-UVA, т.н. УФ-индекс (UVI) – (www.who.int). UVI является мерой относительного повреждения кожи в зависимости от длины волны и определяется путем взвешивания спектра UVB-UVA по спектру действия эритемы [1]:

$$UVI_{ideal} = \int_{\lambda=297\text{ nm}}^{\lambda=400\text{ nm}} \frac{S(\lambda) \cdot CIE(\lambda)}{25\text{ mW/m}^2} d\lambda \quad (1)$$

$$UVI_{real} = \int_{\lambda=297\text{ nm}}^{\lambda=400\text{ nm}} \frac{S(\lambda) \cdot ERYCA(\lambda)}{25\text{ mW/m}^2} d\lambda \quad (2)$$

$S(\lambda)$ = sun UV spectrum
 $CIE(\lambda)$ = CIE087 standard curve
 $ERYCA(\lambda)$ = ERYCA response curve
 E = error in %

$$E = \frac{(UVI_{ideal} - UVI_{real}) \cdot 100}{UVI_{ideal}} \quad (3)$$

Согласно выводам в работе [2] изменение уровня UVI тесно коррелирует с индексом "число Вольфа" ($r \sim -0.7$ из-за уменьшения (увеличения) интегрального потока UVB-UVA при увеличении (уменьшении) пятнообразования на поверхности Солнца. Тем самым, уровень UVI, обусловленный флуктуациями мощности UVB-UVA в циклах Швабе-Вольфа и Хейла [3], является в некотором смысле показателем солнечной активности.

Индикатор ультрафиолетовой радиации для мониторинга УФ-индекса (UVI) в Арктике и Антарктиде.

В 2022 г. – 2023 г. на полярных станциях ААНИИ НИС "Ледовая база Мыс Баранова" (79°16' N, 101°45' E), ЛСП "Северный полюс", "Российская арктическая экспедиция-Шпицберген" (78°04' N, 014°13' E), а также на ст. Новолазаревская (70°46' S, 011°49' E) и ст. Восток (78°27' S, 106°50' E) выполнялись апробационные измерения UVI. Целью мониторинга являются измерения УФ-индекса по шкале ВОЗ от 0 до 11+ в условиях незаходящего Солнца. Положение пунктов наблюдений показано на рис. 1.

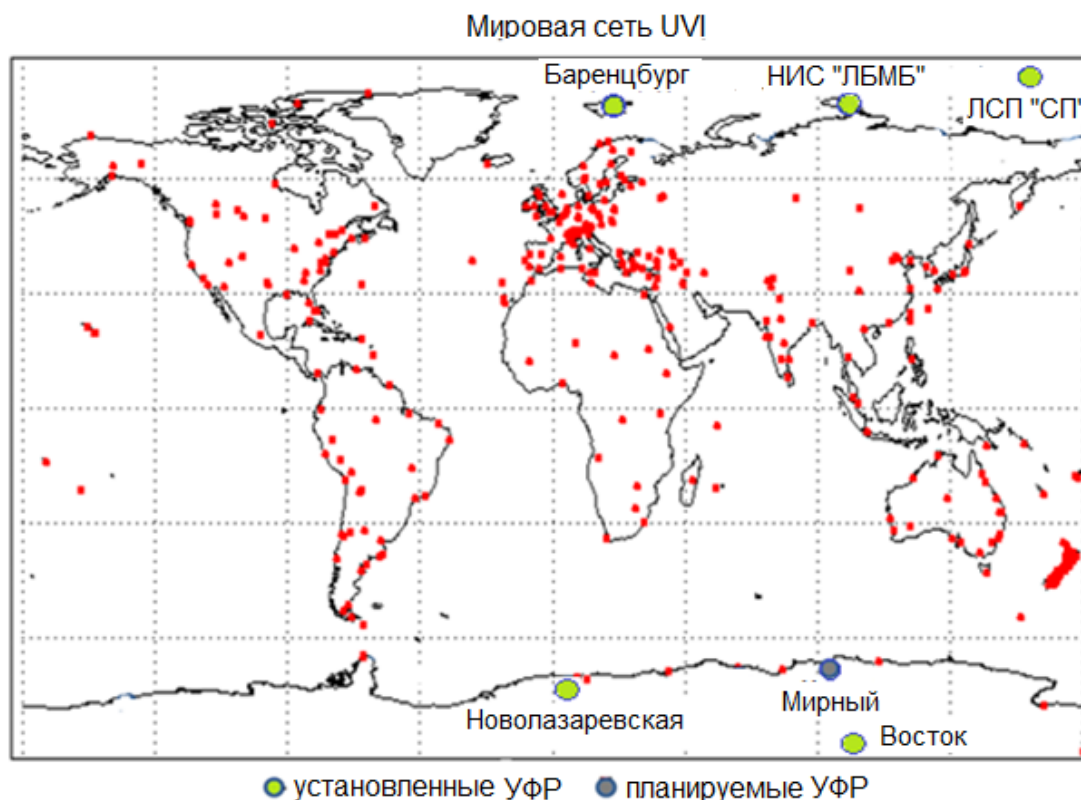


Рис. 1. Пункты наблюдений UVI на станциях ААНИИ в Арктике и Антарктиде

В измерениях UVI используется индикатор ультрафиолетовой радиации – УФР (ГГО им. А.И. Воейкова), регистрирующий уровень солнечного ультрафиолета от полусферы неба. Радиация от полусферы неба попадает через фторопластовый диффузор на фотодиод со встроенным усилителем и преобразуется через АЦП в txt-файл. Вид измерительного оптического блока УФР показан на рис. 2.

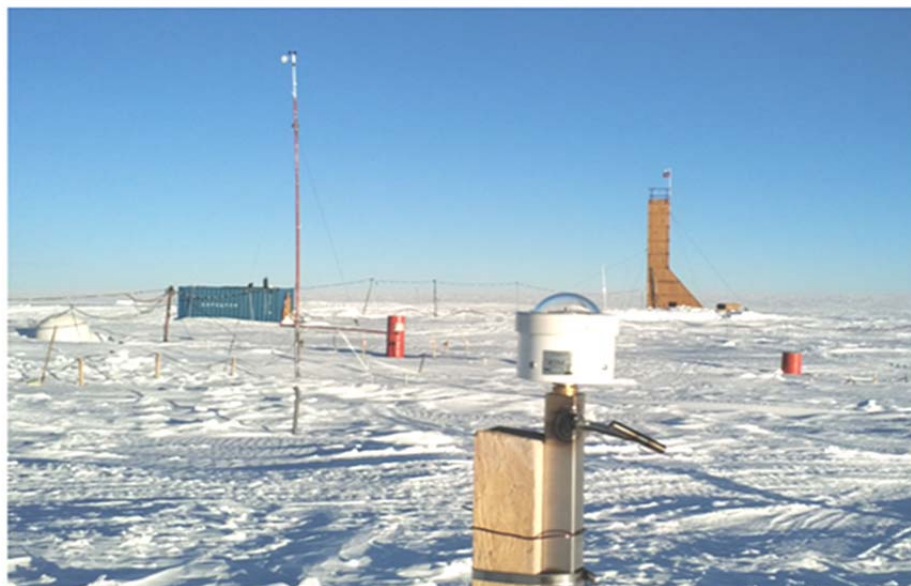


Рис. 2. УФР на ст. Восток (78°28'S, 106°48'E)

Технические характеристики УФР:

Область спектра	эритемно-активная радиация
Диапазон уровня	0 – 450 мВт/м ²
Индекс	1 – 11
Погрешность угловых характеристик	≤15%
Дискретность измерений	1 мин

Актуальной задачей мониторинга является сравнение уровня UVI в равноудаленных от экватора (по географической широте) пунктах Северного и Южного полушарий, т.к. годовые дозы суммарного UVB в разных регионах Земного шара имеют разную величину [4]. На рис. 3 представлены распределения спектральной освещенности солнечного излучения в диапазоне 290–400 nm для г. Альбукерке (35°07' N, 106°37' W) и г. Мельбурн (37°49' S, 144°58' E). Ряды построены по данным [5]. На графике видно, что в коротковолновой части UVB расхождение трендов имеет малую величину, всего <0.01% (λ 290 nm), а на границе UVA (λ 400 nm) расхождение увеличивается до >10% (~100 раз). Учитывая, что в атмосфере Антарктиды происходят сезонные изменения содержания озона ("озоновая дыра"), спектральная освещенность UVB-UVA в полярных регионах Земли может существенно различаться. Изучение этого вопроса выполняется по

программе наблюдений UVI в 25–26 циклах СА на ст. Восток и НИС "Ледовая база Мыс Баранова".

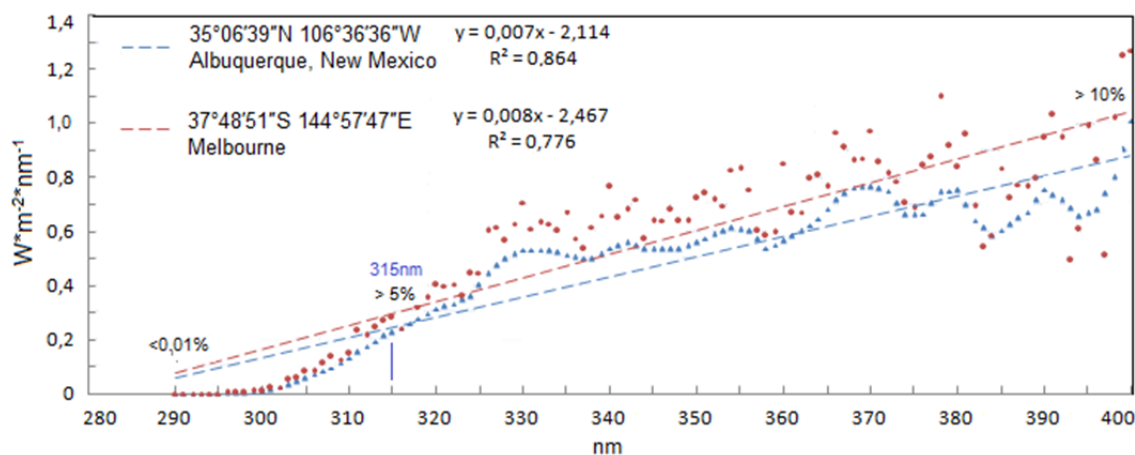


Рис. 3. Распределения спектральной освещенности UVB-UVA в г. Альбукерке ($35^{\circ}06'39''N$, $106^{\circ}36'36''W$) и г. Мельбурн ($37^{\circ}48' S$, $144^{\circ}57' E$)

В результате организации мониторинга UVI на полярных станциях ААНИИ получено обеспечение:

- автоматизированных измерений UVI в высоких широтах Арктики и Антарктиды;
- оперативной передачи данных на серверы ААНИИ и ГГО;
- анализа критериев и аномальных значений UVI на протяжении цикла Хейла (~22 года).

Авторы выражают глубокую благодарность Теплякову А.В., Петрову А.А., Сормакову Д.А., Степанову Н.А. и Иванову И.В. за активное участие в организации наблюдений.

Литература

1. WHO, Global solar UV Index: A practical guide, World Health Organisation (WHO), World Meteorological Organisation (WMO), United Nations Environment Program (UNEP), and International Commission on Non-Ionising Radiation Protection (ICNRP), Geneva, 2002.
2. Шаповалов С.Н. Оценка связи вспышек инфекционных болезней в мире с УФ-индексом за период 24 цикла солнечной активности // Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2021». Сб. трудов конф. СПб: 2021. С.305-308. DOI: 10.31725/0552-5829-2021-305-308
3. *Shapovalov, S.N.* Dependence of UVB-UVA Solar Radiation in the 280–400 nm Range on Changes in the Total Magnetic Field of the Sun // *Russ. Meteorol. Hydrol*, 46, 212–216, 2021. DOI: 10.3103/S1068373921030110
4. *Белинский В.А. Андриенко Л.М.* Ультрафиолетовая радиация Солнца и неба на Земном шаре. Атлас карт, номограмм и графиков. – Издательство Московского университета. 1976. 80 с.
5. *Diffey, B.L.* Sources and Measurement of Ultraviolet Radiation // *Methods*, 28, 4-13, 2002.

СОЛНЕЧНОЕ UVB ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ФАКТОР ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКОГО КЛИМАТА НА ГЛОБАЛЬНЫЕ ЭПИДЕМИИ

Шаповалов С.Н.¹, Чернышева М.П.²

¹*Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
Санкт-Петербург, Россия*

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

SOLAR UVB RADIATION AS A FACTOR OF SPACE CLIMATE IMPACT ON GLOBAL EPIDEMICS

Shapovalov S.N.¹, Chernysheva M.P.²

¹*Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia*

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-361-364>

The results of the analysis of the relationship of outbreaks of global epidemics (Global Epidemics, GE) caused by Ebola viruses, influenza AH1N1, AH7N9 and coronavirus MERS-CoV with global solar factors for the period from 2008 to 2019 (24th cycle of SA) are presented. GE data was selected from the resource www.whu.int and were recalculated into annual values to temporarily compare the course with the average annual values of the Sun's radio emission in the range of 2800 MHz (index F10.7cm), the average magnetic field of the Sun (Magnetic Field, MF) and the solar ultraviolet coming to the Earth's surface at the boundaries of $\lambda 295$ nm and $\lambda 315$ nm (UVB range). As a result of data processing, a functional change in the annual values of GE was established, corresponding to the regular course of F10.7 cm ($r \sim 0.65$), MF ($r \sim 0.85$) and $\lambda 315$ nm ($r \sim 0.83$), as well as illustrations of the "Scheme of the ideal location of influenza epidemics (in two waves) on the solar cycle" (A.L. Chizhevsky). The conclusion is made about the dependence of the dynamics of global epidemics on the temporary change in UVB power at the boundary of $\sim \lambda 315$ nm, which closely correlates with the variation. The uneven distribution of annual doses of total UVB radiation on the Globe (kWh/m^2) was noted, which can determine the difference in the pathogenicity levels of one virus in different regions of the Earth. A brief forecast of GE dynamics for the period 25 of the SA cycle (2020–2032) is given.

Эффективным фактором космического климата, способным влиять на патогенную среду, является солнечное спектральное излучение (Solar Spectral Irradiance, SSI) на участке NUV(300–380 nm). Данный диапазон составляет основную часть поступающего к земной поверхности солнечного ультрафиолета UVB(295–315 nm)-UVA(315–400 nm), тесно коррелирует с изменением среднего магнитного поля Солнца (Magnetic Field, MF) и является важной планетарной компонентой с высокой фотобиологической и фотохимической активностью [1, 2]. В настоящей работе представлен краткий анализ динамики мировых эпидемий (Global Epidemics, GE) в 24 цикле солнечной активности (SA), выполненный по годовым значениям вспышек высокопатогенных вирусов геморрагической лихорадки Эбола, гриппа AH1N1, AH7N9 и коронавируса MERS-CoV (ресурс www.whu.int).

В отмеченных вирусах фрагменты рибонуклеиновой кислоты заключены во внешнюю белково-липидную оболочку, в которой присутствуют важные для взаимодействия вируса с клеткой-мишенью хозяина гликопротеины: фермент нейраминидаза и гемагглютинин (хромофор и антиген), а также ионный канал для протона H^+ [3, 4]. Ацидоз, необходимый для входа вируса в клетку и размножения, формируется в клетке хозяина под влиянием UVB-UVA, главным образом, через образование в её митохондриях супероксид аниона и его активных метаболитов [5]. Под влиянием UVB-UVA происходит и снижение синтеза ферментов антиоксидантной защиты [6]. Изменение мощности UVB является в совокупности необходимым условием для формирования вирусных пандемий и роста их частоты.

Для сравнения динамики GE с солнечными факторами использовались среднегодовые значения индекса F10.7 cm, MF, а также излучения на границах диапазона UVB $\lambda 295$ nm и $\lambda 315$ nm. Солнечные данные выбирались с сайтов www.ngdc.gov/stp/solar/, html.wso.stanford.edu и <https://lasp.colorado.edu/sorce/>. На рис. 1(a,b,c,d) представлено сравнение хода GE с изменением F10.7 cm, MF и излучением $\lambda 295$ nm и $\lambda 315$ nm за период 24 SA.

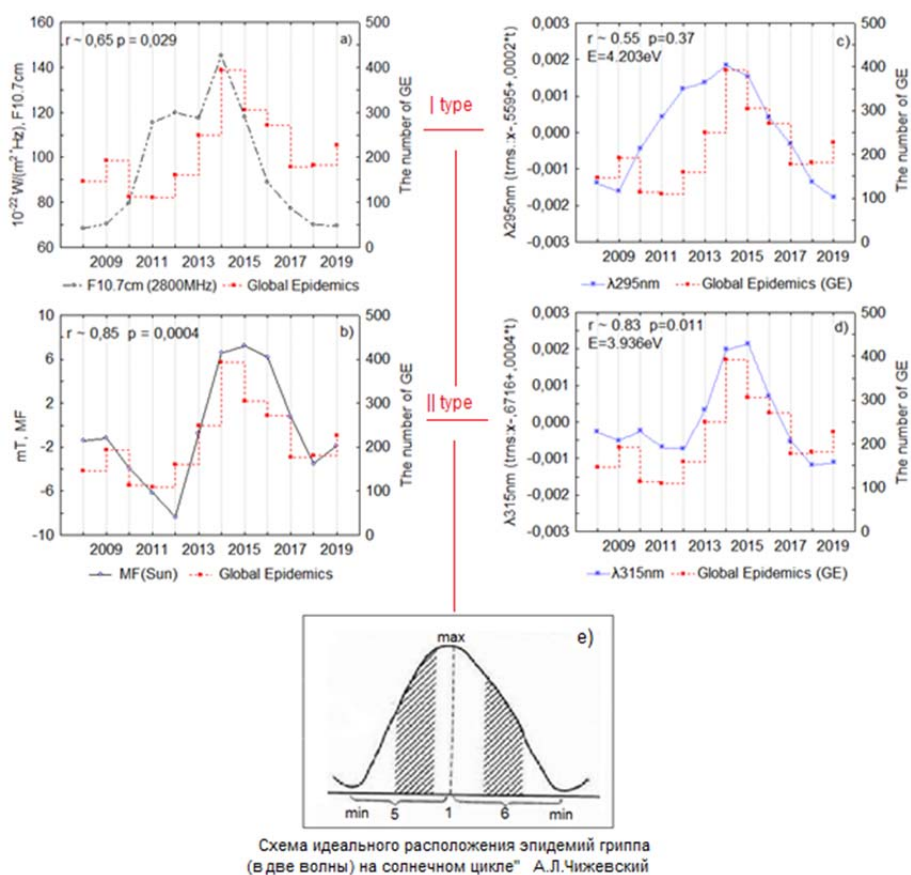


Рис. 1. Сравнение годовых значений GE со среднегодовыми значениями индекса F10.7 cm (a), среднего магнитного поля Солнца – MF (b) и мощности излучения на линиях $\lambda 295$ nm (c) и $\lambda 315$ nm (d) за период 24 SA. На графике (e) представлена "Схема идеального расположения эпидемий гриппа (в две волны) на солнечном цикле" [7]

Разница $E_{\lambda 295} - E_{\lambda 315} = 4.203\text{eV} - 3.936\text{eV} = 0.267\text{eV}$ (рис. 1c,d), демонстрирует реакцию вирусов к узким участкам UVB за счет чувствительности подтипов белков внешней оболочки вирусов к энергии UVB-кванта. Идентичность хода GE с MF и $\lambda 315\text{ nm}$ и подобие F10.7 cm и $\lambda 295\text{ nm}$ обусловлены комплементарностью солнечных механизмов двух типов:

- тип I (рис. 1c), обуславливает связь GE с процессами 11-летнего цикла Швабе-Вольфа посредством интенсивности MUV(280–300 nm);
- тип II (рис. 1d), обуславливает тесную связь GE с процессами 22-летнего цикла Хейла посредством интенсивности NUV(300–315 nm).

Общий функциональный вид кривых на рис. 1 согласуются с иллюстрацией в монографии [7], что позволяет построить коммутацию связи GE с солнечными циклами через UVB и кривой относительной спектральной бактерицидной эффективности (рис. 2).

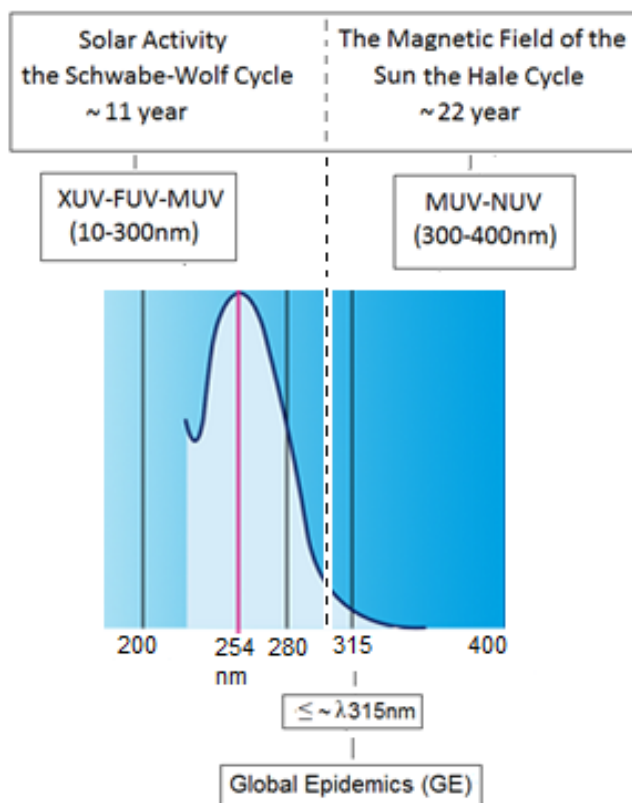


Рис. 2. Схема связи GE с солнечными циклами Швабе-Вольфа и Хейла посредством излучения UVB и кривой относительной спектральной бактерицидной эффективности

Биообъект-реципиент получает дозы UVB не только в составе прямого потока солнечного излучения, но также в виде отраженного и «скользящего» UVB-излучения, энергия и длительность которых обусловлены географическим рельефом и склонением Солнца [5, 8]. В результате чего годовые дозы суммарного UVB, поглощаемого биообъектами в разных регионах Земли, имеют разную величину (рис. 3) [9].

На основе полученных результатов следует ожидать увеличение вспышек GE на стадии подъема и максимума 25 SA. Уменьшение и минимум GE ожидается на стадии спада и минимума 25 SA.

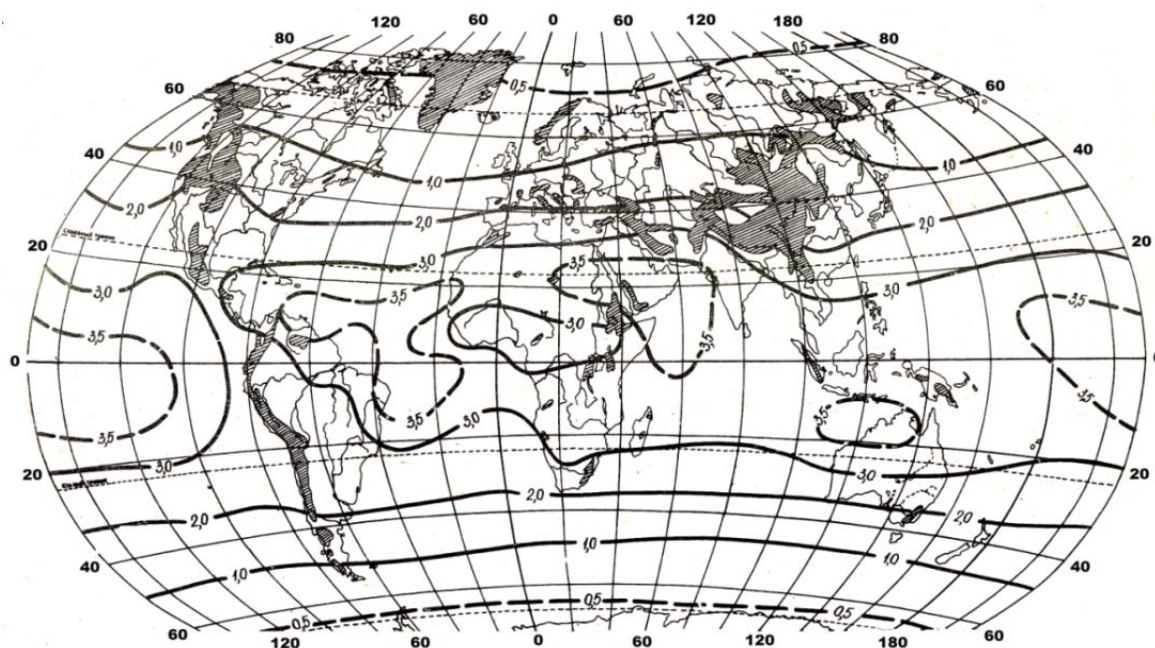


Рис. 3. Годовые дозы суммарного излучения UVB на Земном шаре ($\text{кВт}\cdot\text{ч}/\text{м}^2$) [9]

Литература

1. Benevolenskaya E.E., Shapovalov S.N., Kostuchenko I.G. Solar spectral irradiance and total solar irradiance at a solar minimum // *Geomagnetism and Aeronomy*. December 2014, Volume 54, Issue 7, pp. 926-932
2. Shapovalov, S.N. Dependence of UVB-UVA Solar Radiation in the 280–400 nm Range on Changes in the Total Magnetic Field of the Sun // *Russ. Meteorol. Hydrol*, 2021, 46, 212–216
3. Дедиашвили Н.Г., Шелудченко В.М. Спектральная коррекция зрения и электрофизиологические показатели глаза // *Вестник офтальмологии*, 2018. N5 (ч.2), с.231-237.
4. Mair C.M., Ludwig K., Herrmann A., Sieben C. Receptor binding and pH stability - how influenza A virus hemagglutinin affects host-specific virus infection. *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) // Biomembranes*, 2014, 1838 (4):1153–68.
5. Островский М.А. Молекулярные механизмы повреждающего действия света на структуры глаза и системы защиты от такого повреждения // *Успехи биологической химии*, т. 45, 2005, с. 173–204.
6. Choy C.K., Cho P., Benzie I.F. Antioxidant content and ultraviolet absorption characteristics of human tears // *Optometry Vision Sci.*, 2011, 88(4):507–511.
7. Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь. – М.: Мысль, 1976. – 366 с.
8. Behar-Cohen F., Baillet G., de Aiguavives T., et al. Ultraviolet damage to the eye revisited: eye-sun protection factor (E-SPF®), a new ultraviolet protection label for eyewear // *Clin. Ophthalmol.* 2014; 8:87-104.
9. Белинский В.А., Андриенко Л.М. Ультрафиолетовая радиация Солнца и неба на Земном шаре. Атлас карт, номограмм и графиков. – Издательство Московского университета. 1976. 80с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И СВЯЗАННЫХ С НИМИ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ, ПРОИЗОШЕДШИХ 4 И 9 АВГУСТА 2011 ГОДА

Шаховская А.Н.¹, Григорьева И.Ю.²

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, Научный, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

INVESTIGATION OF SOLAR FLARES AND ASSOCIATED PROTON EVENTS THAT OCCURRED ON AUGUST 4 AND 9, 2011

Shakhovskaya A.N.¹, Grigoryeva I.Yu.²

¹Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Republic of Crimea, Russia

²Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St. Petersburg, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-365-368>

On August 2–9, 2011, two NOAA active regions 11261 and 11263, with common coronal loops, were productive on the Sun. 5 SXR class M and one Class X flares occurred in these AR. As a result of these flares, 4 proton events occurred: on August 2, 4, 8, and 9. In this work, we study the flares on August 4 and 9 that caused the strongest proton events. Data from the SDO AIA, GOES and RSTN tools are used to analyze these events flares, CME and proton increases, are compared. CME are predominantly accelerated during the development of non-thermal processes in the entire range of heights. The acceleration phase of the CME corona is accompanied by radio bursts at low frequencies.

Две активные области 11261 и 11263 NOAA с общими корональными петлями находились на видимом диске Солнце в начале августа 2011 года. В этих АО произошли 5 SXR вспышек класса М и одна класса Х. В результате этих вспышек произошли 4 солнечных протонных события (СПС) – 2, 4, 8, и 9 августа согласно критерию в $1 \text{ pfu} = (\text{cm}^2 \text{ c sr})^{-1} > 10 \text{ МэВ}$ в каталоге СПС [1]. И только два события 4-ого и 9-ого августа 2011 года отвечают критерию СПС в $10 \text{ pfu} > 10 \text{ МэВ}$ каталога [2]. Приход протонов $> 100 \text{ МэВ}$ на 10 мин 9-ого августа соответствует темпу ускорения электронов $\sim 10 \text{ МэВ/с}$, и позднее 20 мин 2-ого и 4-ого августа соответствует уже темпу ускорения электронов $\sim 1 \text{ МэВ/с}$ [3]. В работе [4] была проведена аппроксимацию положений КВМ по данным SOHO_LASCO в двух моделях: 1) LP (Linear-Polynomial), которая учитывает импульсную фазу ускорения КВМ и линейную аппроксимацию всех точек наблюдения LASCO; 2) PB (Polynomial-Ballistic), которая учитывает еще и переменное ускорение в постэруптивной фазе. Аппроксимации данных наблюдений LASCO КВМ (пустые кружки) в событиях 4 и 9 августа LP и PB моделями показаны на рис. 1. Штриховая LP кривая «промахивается» мимо начала нетепловых процессов во вспышках 4 и 9 августа 03:49 UT и 08:00 UT, соответ-

ственно. Сплошная серая РВ кривая «падает», и соответствует ускорению КВМ во время ускорения электронов >100 кэВ и протонов >100 МэВ [3].

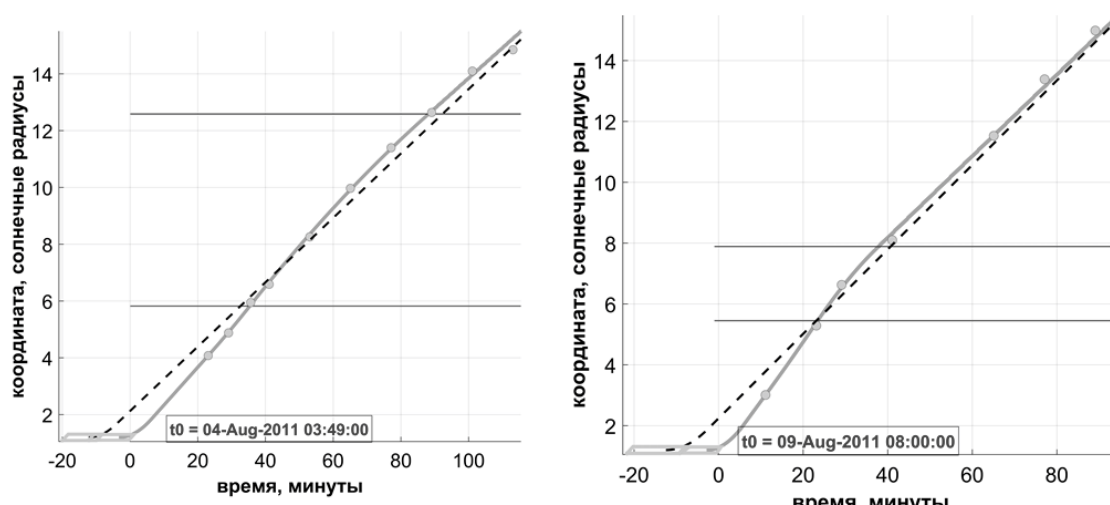


Рис. 1.

По информации о наблюдениях радиовсплесков (RSTN, Radio Solar Telescope Network) за 2–9.08.2011 [5] мы построили гистограмму, где в выбранной АО их количество на различных частотах RSTN нормировано на число всплесков на наиболее встречающейся частоте 245 МГц (рис. 2). Все зарегистрированные всплески проявили себя в короне на частоте 245 МГц (32 штук). Около 40% всплесков (13 штук) соответствуют области ускорения с плазменными частотами 410–610 МГц. Гиросинхротронное излучение >1415 МГц в 30%. Только в 5 всплесках спектр электронов и величина магнитного поля были достаточными для излучения на частоте 15.4 ГГц (жесткое рентгеновское излучение >100 кэВ было только в двух событиях) В нашей работе [6] замечено, что дефицит радиовсплесков на низких частотах не способствует появлению протонных событий.

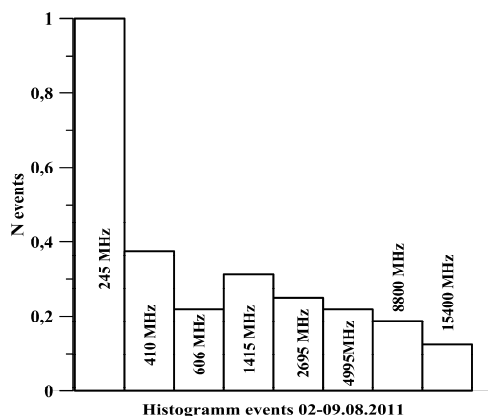


Рис. 2.

На рис. 3 проведено сравнение графиков изменения во времени интегрального EUV излучения (данные SDO AIA) в линиях 304 Å и 94 Å (верхние панели, сплошная и пунктирная кривая, соответственно) и температуры (T) и меры эмиссии (EM) мягкого рентгеновского (SXR) излучения плазмы, определенные по данным GOES (нижние панели, сплошная и пунктирная кривая, соответственно). Слева показаны графики для вспышки 04.08.2011, справа – для вспышки 09.08.2011. Оттенками серого выделены разные фазы развития вспышек.

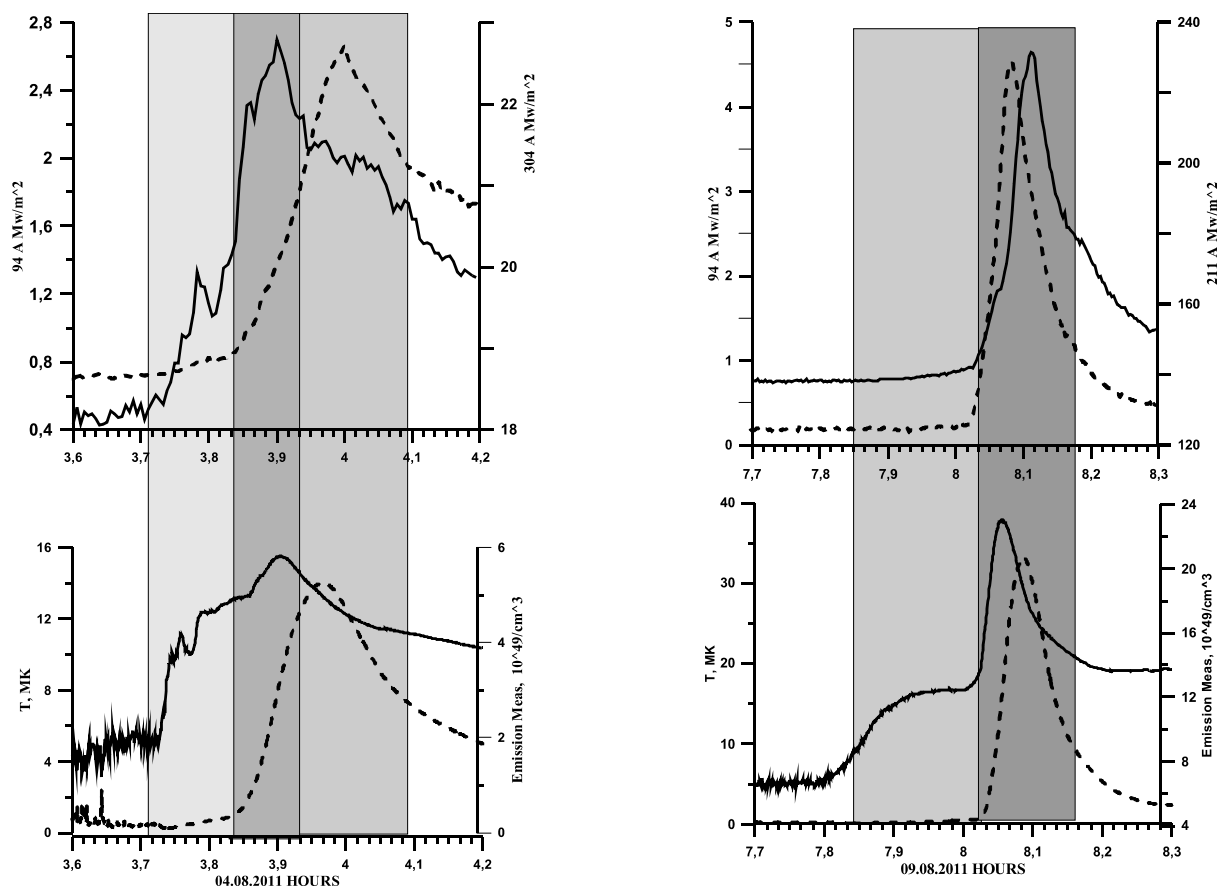


Рис. 3.

1) Согласно представленным данным SDO_AIA 304 Å и 94 Å, RSTN, T и EM (GOES_SXR) 9-ого августа есть выраженная импульсная фаза, а 4-ого импульсная фаза не ярко выраженная (максимум EM запаздывает относительно максимума T больше, чем 9-ого).

2) Обе вспышки начинаются с фазы нагрева, в которой EM(t) растет линейно. Фаза нагрева заканчивается при сопоставимых $T_{\text{SXR}} = 12\text{MK}$ и $EM(10^{49}) = 0.2-0.4$ ($h = 40-50$ Mm) независимо от стартовых условий.

3) Из интегрального EUV излучения (SDO AIA) следует:

- 4 августа нет выраженной импульсной фазы, так как T_{SXR} относительно маленькая (греется высоко и долго), что соответствует малым значениям 304Å (роль хромосферного испарения в росте T_{SXR} слабая); EM_{SXR} соответ-

ствует 94\AA : $E_{M_{SXR}}$ медленно растет за счет увеличения объема при постоянной плотности (роль хромосферного испарения слабая), испарившаяся плазма соответствует 94\AA ;

- 9 августа есть выраженная импульсная фаза T_{SXR} относительно большая (греется низко и быстро), соответствует 94\AA (роль хромосферного испарения в росте T_{SXR} сильная), $E_{M_{SXR}}$ соответствует 304\AA : $E_{M_{SXR}}$ быстро растет за счет увеличения плотности и объема (роль хромосферного испарения сильная), испарившаяся плазма соответствует 304\AA .

4) Только в 5 из 32 всплесков, зарегистрированных на частоте 245 МГц с 2 по 9 августа, имели и излучение на частоте 15.4 ГГц. В этих 5 случаях спектр электронов и величина магнитного поля были достаточными для генерации излучения 15.4 ГГц.

5) В обеих вспышках T_{SXT} превышает 12МК, начиная с 0-времени. Именно в это время происходит ускорение электронов >100 кэВ и протонов >100 МэВ (вторая фаза ускорения).

6) Темп ускорения электронов 4-ого был почти в 10 раз меньше, чем 9-ого. Это подтверждается откликом ACS SPI на приход протонов.

7) КВМ преимущественно ускоряются во время развития нетепловых процессов во всем диапазоне высот. Фаза доускорения КВМ в короне сопровождается радиовсплесками на низких частотах

Литература

1. https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/docs/SPE_24_Summary_List.pdf
2. <https://umbra.nasco.nasa.gov/SEP/>
3. Григорьева И. Ю., Струминский А. Б., Логачев Ю. И., и др. // Космич. Исслед. 2023. Т. 61. № 3. С. 230–241.
4. Ожередов В.А., Струминский А.Б., Григорьева И.Ю. // G&A, 2023, принято в печать, No. 12,
5. Григорьева И.Ю., Шаховская А.Н., Струминский А.Б. // Развитие эруптивных вспышек на высотах от 0.1 до 0.5 радиусов Солнца, КрАО РАН <https://sun.crao.ru/images/conference/2023/report/Grigorieva.pdf>
6. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/org_events_text/2011/

ШАБЛОН ПЕРИОДА «ОГИБАЮЩЕЙ» МАКСИМУМЫ ДОСТОВЕРНЫХ ЦИКЛОВ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА

Шибяев И.Г.¹, Шибяев А.И.²

¹*ИЗМИРАН, Москва Россия*

²*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

PATTERN OF THE PERIOD OF «ENVELOPE» MAXIMUM RELIABLE CYCLES OF A SERIES OF WOLF NUMBERS

Shibaev I.G.¹, Shibaev A.I.²

¹*IZMIRAN, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-369-372>

The presence of groups of cycles with larger/smaller amplitudes and the alternation of these groups suggests the existence of a long-period cycle of solar activity with periods of increased/decreased activity. Therefore, it is wise to have a portrait (template), reflecting the main characteristics of these groups, which will allow us to provide high-quality and semi-quantitative assessment of solar activity epochs in the past and future.

Based on the long-period component and the envelopes of the fundamental and second harmonics reliable part of the WSN series, an envelope of the maxima of cycles 10÷23 and its template is formed. Taking into account differences in the duration of periods of increased/decreased activity will allow a more realistic description of their levels.

1. Введение

Наличие групп циклов с большими / меньшими амплитудами и **чередование** этих групп позволяет говорить о длиннопериодном цикле солнечной активности (СА) с эпохами повышенной / пониженной активности. Низкие циклы, как правило, имеют большую длительность, т. е. кроме уровня СА эпохи могут различаться и длительностью. Так как СА и её изменение существенно влияют, через околоземное пространство, на климат и человека, то разумно иметь портрет (шаблон), отражающий основные характеристики этих групп, что позволит давать качественную и полуколичественную оценку эпох СА в прошлом и будущем.

Работа опирается на старую версию ряда ежемесячных чисел Вольфа (WSN, v.1), который включает восстановленные данные Wrest с 1749 по 1849 гг. и далее данные регулярных наблюдений – достоверные данные Wtool. Данные Wrest – это объединение отрывочных показаний с различными масштабированием, плотностью наблюдений, амплитудным разрешением, что нарушает согласованность временных фрагментов разного масштаба (например, структура циклов и их взаимосвязь). Всё это значимо проявилось при формировании восстановленного ряда Wrest, но на это обращают мало внимания, хотя влияние этих факторов не оценивалось.

При переходе к новой версии циклы 1÷21 сохранили длительности цикла и ветви роста. У групп циклов 1÷9 и 11÷17 отношение максимумов циклов обеих версий постоянно (обзор отношения показаний новой и старой версий ряда показан на рис. 1). Фактически свойства **16 циклов**, включая всю восстановленную часть ряда, сохранены и перенесены в новую версию. Начиная с 18 цикла, трансформация имеет более сложный амплитудный характер (особенно циклы 22÷24). Возникают вопросы о согласованности различных фрагментов, т. к. к «дефектам» старой версии добавятся «дефекты» перехода к новой.

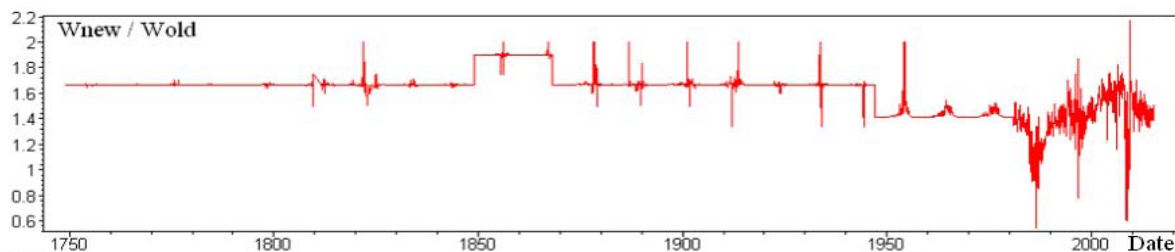


Рис. 1. Обзор отношения показаний новой и старой версий ряда WSN.

Определенное подтверждение этого демонстрируют результаты работы [1], где для прогнозирования солнечной активности использован один из ансамблевых алгоритмов машинного обучения, а именно Random Forest Regressor. При обучении алгоритма на циклах с 10-го по K , и оценке оптимального сочетания гиперпараметров на $(K+1)$ -ом цикле ($K = 21, 22, 23$) отмечено, что область гиперпараметров, где достигается минимум ошибки прогноза (RMSE) на отложенном $(K+1)$ -ом цикле, для WSN v1 не меняется (у циклов 22÷24 область не зависит от K). Для WSN v.2 ситуация иная — для циклов 22 и 24 области минимума ошибки не совпадают и алгоритму требуются существенно отличающиеся значения параметров для улавливания закономерностей. Также незначительное увеличение данных (добавление одного цикла) сильно изменяет оптимальную область параметров. Эта нестабильность для v2, скорее всего, связана с трансформацией возникшей при переходе от v.1. Для WSN v.1 ситуация устойчива.

Наблюдения по новым правилам ведутся *восемь лет* (нет даже полного цикла) и наработки по старой версии вполне могут быть полезными.

Далее рассмотрен вариант конструирования «оггибающей» максимумы циклов, которая служит основой формирования шаблона.

2. Длиннопериодная составляющая WSN и её синус-аппроксимация

В 1939 г. Гляйсберг, опираясь на Цюрихский ряд (1750–1928 гг.) и сглаживая максимумы циклов по четырем значениям, выделил среди них два максимума и два минимума, что указывало на длиннопериодную составляющую ряда (цикл Гляйсберга или «вековая» гармоника) с периодичностью их максимумов / минимумов в семь-восемь циклов [2], а позже дал уточненное значение периода ~80 лет. Фактически анализировалось 16

циклов: 9 циклов из восстановленных данных и 7 циклов из достоверных. Определяющую роль в этой оценке играет координация минимума Дальтона (циклы 5÷7) с группой низких достоверных циклов 12÷14. При накоплении доли достоверных данных и увеличении длины ряда чисел Вольфа от 18 до 24 циклов этот период плавно возрастает до десяти-одиннадцати циклов [3], что демонстрирует рис. 2. Полученная в работе неустойчивая (растущая) оценка периода «вековой» гармонике затрудняет экстраполяцию её на внешний временной интервал.

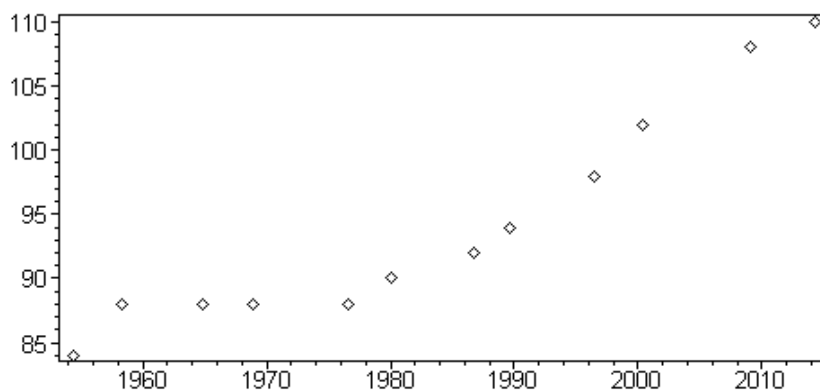


Рис. 2. Зависимость периода (ось OY в годах) синус-аппроксимации ряда WSN от длины ряда (ось OX – дата конца фрагмента).

При анализе только достоверной части ряда W_{tool} была выделена 150-летняя гармоника [4], это соответствует периодичности максимумов в **четырнадцать циклов**, что разумно взять за асимптотику периода синус-аппроксимации всего ряда WSN.

3. «Огибающая» максимумы достоверных циклов

В работе [4], при анализе спектра ряда WSN показано, что свойства циклов хорошо описываются суммой компонент $P_{13}(t) = P_1(t) + P_2(t) + P_3(t)$: P_1 длиннопериодная компонента ряда, P_2 и P_3 соответственно основная и вторая гармоники. Обзор спектра и компонент показан на рис. 3., где для рядов P_2/P_3 нанесены и их огибающие A_2/A_3 .

Так как сумма рядов P_1 и P_2 отражает основные временные и амплитудные характеристики циклов, а ряд P_3 корректирует ветви роста и спада, то следует ожидать, что комбинация длиннопериодной компоненты с огибающими, т.е. кривая $A_{13} = P_1 + A_2 + A_3$ корректно опишет максимумы циклов. Тогда фрагмент этой кривой, соответствующий 14 циклам, отразит период и динамику эпох максимума / минимума SA. Для циклов 10÷23 (14 циклов длительностью в 153 года) всё это наглядно демонстрирует левая часть рис. 4 и кривую A_{13} можно условно трактовать, как «огибающую» максимумы циклов. Есть разные варианты сформировать шаблон «огибающей» A_{13} и один из них представлен на рис. 4 справа. Теперь несложно продлить шаблон на больший временной интервал и наложить (рис. 5) на весь ряд WSN.

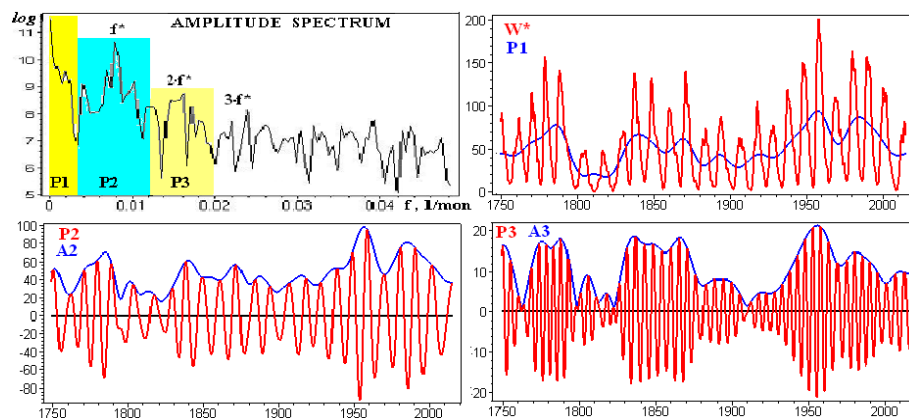


Рис. 3. Обзор ряда WSN и его спектра (OX в обратных месяцах), компонент P1÷P3 и огибающих A2, A3 (по оси OX – дата).

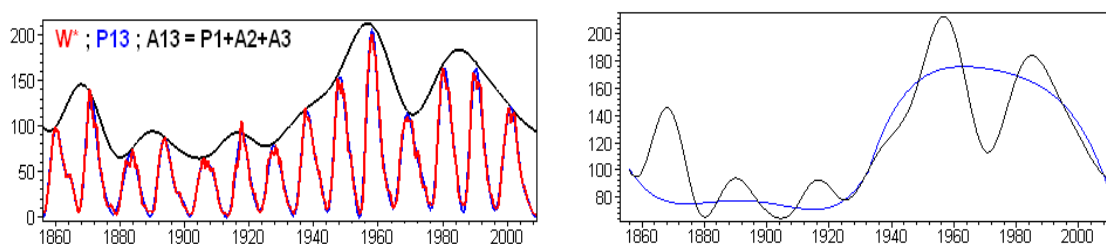


Рис. 4. Обзор циклов 10÷23 и соответствующих им рядов P13, A13 (слева); справа – «огибающая» A13 и её шаблон.

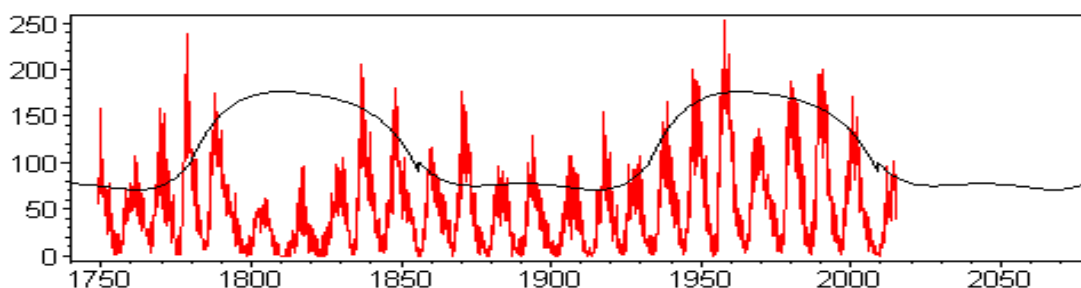


Рис. 5. Наложение шаблона на весь ряд WSN.

4. Заключение

Описания эпох максимума / минимума СА опирается на длиннопериодную компоненту ~150 лет и характеристики циклов 10÷23. Построены «огибающая» максимумы циклов и её шаблон. Отмечены возможные «дефекты» при переходе к новой версии ряда чисел Вольфа.

Литература

1. Шубаев А.И. Прогнозирование ряда чисел Вольфа методами машинного обучения / Труды XVIII конференции молодых ученых 2021, ИКИ РАН, Москва, С. 124-130.
2. Gleissberg W. A long-periodic Fluctuation of the Sun-spot Numbers // Observatory, 1939, V. 62, P. 158– 59.
3. Shibaev A. Connection between period of low-frequency component Wolf's numbers (WNS) and length of Wolf's numbers series // Aerospace Research in Bulgaria, 2017, V. 29, P. 5–9.
4. Шубаев И.Г. Оценка восстановленной части ряда чисел Вольфа и возможность её коррекции // Астрономический вестник, 2008, Т. 42, № 1, С. 66–74.

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

**Шивидов Н.К., Дертеев С.Б., Сапралиев М.Е.,
Бембитов Д.Б., Михалыев Б.Б.**

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS IN THE SOLAR CORONA

**Shividov N.K., Derteev S.B., Sapraliev M.E.,
Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B.**

Kalmyk State University, Elista, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-373-376>

In the general problem of oscillations observed in the solar corona, a particularly intriguing position is occupied by quasi-periodic oscillations, which are often observed in coronal holes. Most often, periods are observed in pairs of close values. Among the possible explanations of this phenomenon, we consider the dispersion of acoustic waves under the influence of thermal conductivity. The possibility of the appearance of pairs of periods may be due to the existence of a minimum at the group velocity, which is realized under the conditions available in the corona. We show how this works, and also claim that this mechanism can serve for the purposes of coronal seismology to determine the parameters of coronal plasma.

Наблюдения и возможные источники квазипериодических колебаний

В солнечной короне часто наблюдаются колебания на нескольких, чаще всего на двух, частотах. В случае корональных петель обычно говорят, что происходят колебания корональных магнитных трубок на двух или нескольких модах [1]. Аналогичный ответ затруднителен в случае корональных дыр. Колебания регистрируются по вариациям интенсивности излучения и объясняются изменением плотности плазмы, поэтому их называют волнами сжатия. Krishna Prasad et al. [2] приводят примеры наблюдений в крайнем ультрафиолетовом диапазоне на длинах волн 171, 193 и 211 Å. Условия формирования линий дают характерные значения температуры около 0.8, 1.25 и 1.6 МК. В большинстве случаев имеются пары периодов, близких по величине. Пары были следующими.

Для 171 Å: 24.3 и 13.2 мин, 18.7 и 12.1, 31.4 и 13.2, 18.7 и 11.1, 28.8 и 14.40, 26.4 и 12.1, 28.8 и 18.7, 24.3 и 14.4, 26.4 и 17.1, 18.7 и 12.1.

Для 193 Å: 28.8 и 12.1 мин, 20.4 и 17.1, 26.4 и 13.2, 22.2 и 10.2, 26.4 и 10.2, 24.3 и 17.1, 31.4 и 17.1, 24.3 и 14.4, 26.4 и 18.7, 18.7 и 11.1.

Gupta [3] приводит периоды 22.24 и 5.56 и 22.24 и 15.72.

Причины появления пар можно указать самые различные, в том числе упомянутые уже моды магнитных трубок. Мы предлагаем иной механизм, связанный с дисперсией акустической волны из-за теплопроводности плазмы. Квазипериодические колебания могут возникать в результате

наложения волн, имеющих одну групповую скорость. Такая возможность возникает в случае, когда групповая скорость имеет минимум при некоторой длине волны. Здесь происходит наложение именно двух групп волн. Оказывается, под действием эффектов теплопроводности и нагрева радиационных потерь появляется два подобных минимума, из которых для объяснения наблюдаемых периодов подходит теплопроводность. Другой эффект приводит к долгопериодическим колебаниям с периодами порядка нескольких часов.

Основные уравнения

Для описания волн используются уравнения одномерной газовой динамики с учетом эффектов теплопроводности и нагрева/радиационных потерь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + v_x \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial v_x}{\partial x} &= (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) - (\gamma - 1) \rho (\rho \Lambda(T) - H), \\ p &= \rho \frac{RT}{M}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, $M = 0.62$ г моль⁻¹ – молярная масса. Для коэффициента теплопроводности берется классическое спитцеровское выражение

$$\kappa(T) = 2.28 \times 10^{-6} T^{5/2} \text{ эрг см}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-1}. \quad (2)$$

Для функции излучения $\Lambda(T)$ мы используем приближенное аналитическое описание в виде кубических сплайнов, данное в работе [4]. Для анализа колебаний используется дисперсионное уравнение, приведенное в работе [5].

В качестве примера рассмотрим волны в плазме с температурой $T_0 = 1.25$ МК, что соответствует условиям наблюдения в линии 193 Å [2-3]. На рисунке 1 показаны дисперсионные кривые для плотности частиц $n_0 = 1.7 \times 10^9$ см⁻³. Групповая скорость имеет два локальных минимума.

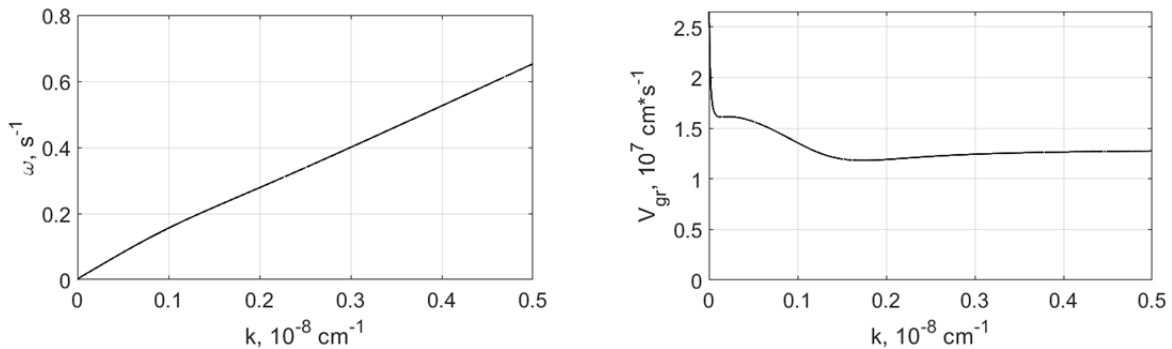


Рис. 1. Кривые частоты и групповой скорости акустической волны при температуре $T_0 = 1.25$ МК и плотности $n_0 = 1.7 \times 10^9$ см⁻³.

Более глубокий обусловлен действием теплопроводности, он находится в точке $k = 1.74 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

Квазипериодические колебания

Реально распространяющиеся колебания всегда имеют форму волновых пакетов, поэтому имеет смысл говорить о группе волн, распространяющихся с некоторой групповой скоростью. Доминирующую роль в пакете играет центральный максимум. С другой стороны, колебания, переносимые пакетом или группой волн, имеют частоту несущей волны, приходящуюся на центр спектра пакета. По обе стороны от минимума мы находим два подобных пакета, имеющих близкие значения периодов несущей.

Ниже на рисунке 2 мы приводим вейвлет-спектр колебаний, генерируемых в результате дисперсии широкого пакета, захватывающего целую окрестность минимума групповой скорости. Он позволяет выделить два основных максимума с периодами 16.9 и 19.6 мин. Пакет построен при температуре $T_0 = 1.25 \text{ МК}$, при которой имеется наблюдение близких по величине периодов 20.4 и 17.1 мин в работе Krishna Prasad et al. [2]. Далее мы отмечаем, что расчетные периоды получены для плотности $n_0 = 1.7 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. Тем самым мы вводим в действие плотность, которая отсутствует в цитируемой работе. Можно говорить, что проведенное нами на одном примере моделирование квазипериодических осцилляций позволяет восстановить один из ключевых параметров корональной плазмы.

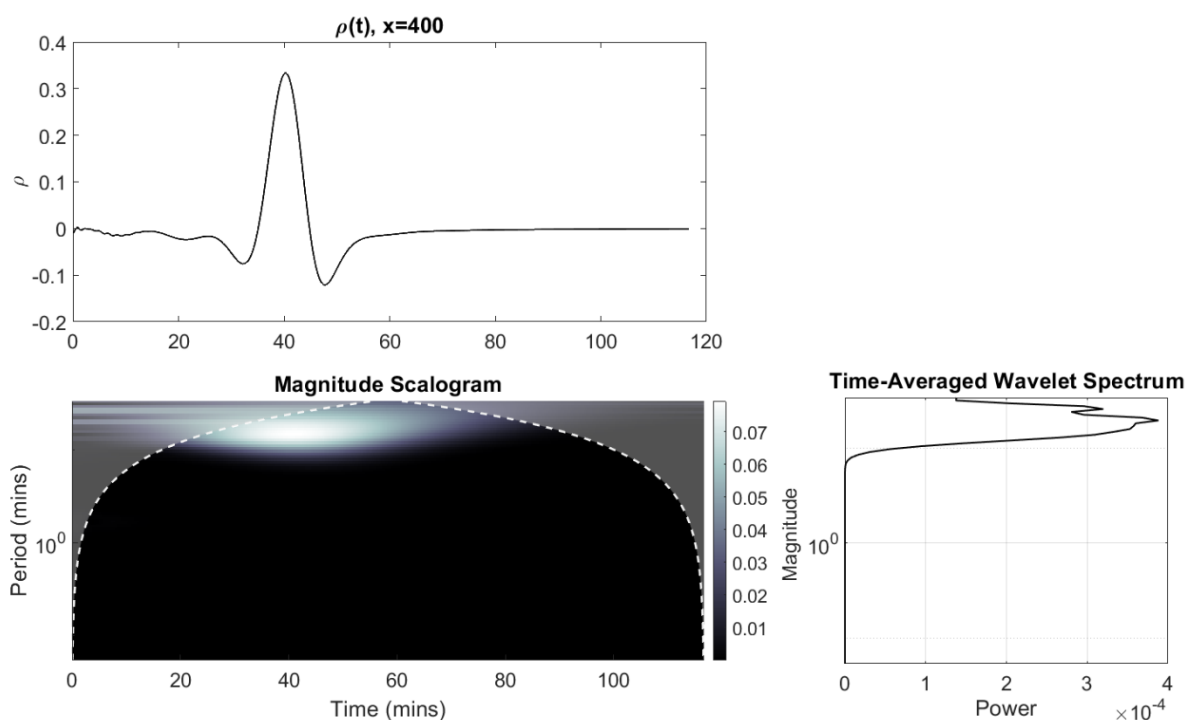


Рис. 2. Вейвлет-спектр квазипериодических осцилляций вследствие дисперсии. Температура и плотность $T_0 = 1.25 \text{ МК}$, $n_0 = 1.7 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№075-03-2023-121/3 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

1. *Nakariakov V.M., Kolotkov D.Y.* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 2020. V. 58. P. 441.
2. *Krishna Prasad S., Banerjee D., Gupta G.R.* // *Astron. Astrophys.* 2011. V. 528. P. L4.
3. *Gupta G.R.* // *Astron. Astrophys.* 2014. V. 568. A96.
4. *Derteev S., Shividov N., Bembitov Dz., Mikhalyaev B.* // *Physics.* 2023. V. 5. P. 215.
5. *Mikhalyaev B., Derteev S., Shividov N., et al.* // *Solar Phys.* 2023. V. 298. 102.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУЙ

Якунина Г.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт
им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

CORONAL JETS RESEARCH

Yakunina G.V.

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

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-377-380>

The results of older and modern observations of coronal jets on the Sun are briefly considered. There is growing evidence that coronal jets can play a key role in providing the corona and the solar wind with mass and momentum and can provide enough energy to power the solar wind. Collaborative observations of the Parker Solar Probe and Solar Orbiter spacecrafts have provided new knowledge about coronal jets.

Наиболее распространенные явления в атмосфере Солнца – это корональные струи. Они тесно связаны с выбросами корональной массы, ускорением частиц в солнечном ветре и нагреве короны. Струи наблюдаются в корональных дырах (КД), активных областях, в хромосфере и в короне.

Струи стали подробно изучаться с момента запуска спутника *Yohkoh* в 1991 г. Было выявлено множество рентгеновских струй (X-ray jets) в солнечной короне. Типичный размер струй составляет $5 \cdot 10^3$ – $4 \cdot 10^5$ км, скорость 30–300 км с⁻¹, кинетическая энергия 10^{25} – 10^{28} эрг. Для объяснения свойств рентгеновских струй была предложена модель рентгеновской струи, основанная на магнитном пересоединении [1].

Рентгеновский телескоп XRT *Hinode* (2006 г.) обнаружил рентгеновские струи, наблюдаемые в полярных КД. В день в полярной КД происходит около 30 джетов. Длина струй $\approx 5 \cdot 10^4$ км, ширина $\approx 8 \cdot 10^3$ км, время жизни ≈ 10 мин, скорости ≈ 160 км с⁻¹. Считается, что они играют ключевую роль в переносе массы и энергии в солнечную корону. Рентгеновские струи обычно имеют поярчания в основаниях, которые были названы "jet bright point" (JBP).

Постоянное улучшение пространственно-временного разрешения за последние десятилетия, на космических телескопах *Yohkoh*, *SOHO*, *STEREO*, *Hinode*, *SDO*, *IRIS* позволили получить подробности о зарождении и эволюции корональных струй. Исследована динамика, морфология струй и их связь с другими корональными структурами. Получены данные о скоростях струй, частоте их возникновения и взаимосвязи с выбросами корональной массы (СМЕ). Струи в КД быстрее и длиннее, чем струи в спокойных областях Солнца. Это может быть следствием различных магнитных конфигураций в этих областях. Многие струи связаны со вспышками в

ярких рентгеновских точках, областями всплывающего магнитного потока (EFRs), активными областями.

По сравнению со вспышками струи это маломасштабные энергетические события. Число струй не зависит от фазы солнечного цикла. Однако механизмы возникновения струй все еще обсуждаются.

Совместные наблюдения IRIS и SDO позволили сделать шаг вперед в понимании возникновения струй и взаимосвязи между горячими струями и холодными всплесками. Одновременные наблюдения IRIS, SDO и Hinode подтвердили спиральную природу повторяющихся струй. Использование векторных магнитограмм SDO/HMI для моделирования помогло понять, как возникающие потоки связаны с эволюцией короны. При одних и тех же наблюдениях возможны разные интерпретации, основанные на разных подходах. Механизмы запуска струй основаны на магнитном пересоединении в зависимости от магнитной конфигурации области.

Хотя энергия корональных струй меньше, чем энергия солнечных вспышек и CME, струи имеют много общих свойств с этими явлениями. Кроме того, струи могут указывать на основной процесс нагрева короны и ускорения солнечного ветра (СВ). Следовательно, их изучение дает нам возможность рассмотреть широкий спектр солнечно-гелиосферных проблем.

В 2018 г. был запущен космический зонд Parker Solar Probe (PSP), а в 2020 г. Solar Orbiter (SolO). Задачей этих зондов является исследование внутренней гелиосферы, чтобы разобраться в нагреве солнечной короны и происхождении СВ. Уникальные наблюдения зондов PSP и SolO с высоким разрешением предоставили дополнительную информацию об источниках ускорения СВ и нагреве солнечной короны.

Один из ранних результатов PSP – обнаружение быстрых изменений в радиальной ориентации магнитного поля (“switchbacks”). PSP наблюдал большое количество скачков радиальной скорости и связанных с ними разворотов или переключений в локальном радиальном магнитном поле. Быстрые изменения наблюдались с интервалами от секунд до десятков минут. При этом отклонения поля иногда достигали полного обращения по отношению к спирали Паркера. Такие обратные поля сопровождаются быстрым увеличением радиальной скорости ветра, их часто называют скачками скорости (“velocity spikes”). Ранее Ulysses, WIND и Helios наблюдали развороты магнитного поля на 90° , но их было мало, и они наблюдались на больших расстояниях от Солнца. Измерения PSP отличаются большим количеством таких событий. Вероятно, “switchbacks”, играют решающую роль в нагреве солнечной короны. Переключения направления магнитного поля увеличивают скорость СВ [2, 3], но их происхождение остается неясным. Измерения PSP вблизи Солнца показывают высокоструктурированный солнечный ветер. PSP также дает возможность для исследований источников медленного солнечного ветра, природы мед-

ленного солнечного ветра. Зонд PSP во время своего первого перигелия 6 ноября 2018 зафиксировал медленный СВ, выходящий из экваториальной КД [4].

Первые наблюдения в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне (EUI) на борту SolO выявили сложные мелкомасштабные корональные структуры чрезвычайно малых размеров, вплоть до 400 км. Это самые маленькие корональные струи, наблюдаемые на спокойном Солнце, которые называются “campfires” (кострами). “Campfires” – общий термин, который включает различные типы мелкомасштабных солнечных динамических характеристик. Костры имеют “сложную” структуру. Большинство напоминают мелкомасштабные струи, точки или петли. Среднее время жизни 20–100 сек, скорость 62 км/с, высота над фотосферой 1000–500 км. Были оценены температуры костров около $\log T = 6,1$. Это корональные температуры, однако, высота костров удивительно мала. Такие струи могут способствовать нагреву короны и значительному потоку массы в солнечный ветер [6]. Струйки также могут объяснить происхождение быстрого солнечного ветра в КД [7]. Распространенность струй предполагает, что солнечный ветер из КД может возникать в виде прерывистого истечения.

Впервые костры обнаружены SolO 30 мая 2020 г. на снимках южного полюса Солнца. Каждая струя длилась от 20 до 100 сек и выбрасывала плазму со скоростью ~ 100 км/с. Эти струи могут быть источником солнечного ветра.

В настоящее время нет четкого выбора в качестве наилучшей модели. Среди всех моделей магнитное пересоединение остается наиболее важным механизмом. На рис. 1 приведены примеры структуры магнитного поля. Выброс струй в результате магнитного пересоединения, очевидно, является фундаментальным процессом на Солнце.

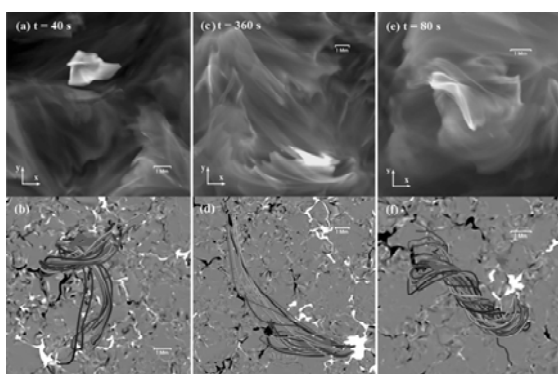


Рис. 1. Костры и их связь с магнитным полем. Структуру магнитного поля можно разделить на три группы:

- (1) пересекающиеся пучки линий поля,
- (2) разветвляющиеся пучки силовых линий поля и
- (3) сильно скрученные жгуты.

По рис. 4 из работы [8].

Небольшие струйные выбросы в атмосфере Солнца представляют новый интерес для PSP, поскольку они могут развиваться в структуру солнечного ветра из плазмы и магнитного поля, называемую обратными переключениями, обнаруженными PSP, [9].

25 марта 2022 г. SolO впервые в истории дистанционно наблюдал быстрые изменения в радиальной ориентации магнитного поля. Активная

область АО 12972 была источником “switchback”. Все другие переключения наблюдали, когда космический телескоп пролетал через возмущенные магнитные области.

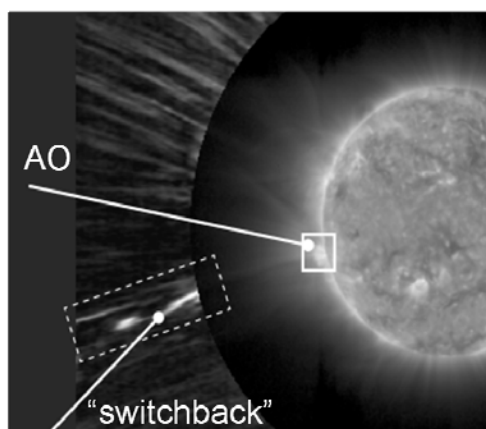


Рис. 2. “Switchback” на поверхности Солнца. Наблюдение SolO 25 марта 2022 г. (телескоп EUV и коронограф Metis). Над юго-восточным краем Солнца отчетливо виден своеобразный S-образный излом в потоке плазмы, вытекающей из Солнца. По рис. 1 из работы [10].

Многие вопросы о струях все еще остаются открытыми и нуждаются в уточнении. Их изучение является важным для решения вопросов, касающихся нагрева короны, источников солнечного ветра, ускорения частиц и узких выбросов корональной массы. Скоординированные наблюдения космических аппаратов Parker Solar и Solar Orbiter с высокоточными наземными приборами, например, DKIST, EST, будут способствовать прорыву в наших знаниях о солнечных струях и связанных с ними явлениях.

Литература

1. *Shibata et al.* // ASJ, 1992, **44**, L173.
2. *Sterling A.C., Moore R.L.* // ApJL., 2020, **896**: L18.
3. *Rouillard A.P., Kouloumvakos A., Vourlidas A. et al.* // ApJS, 2020, **246**:37.
4. *Bale S.D., Badman S.T., Bonnell J.W., et al.* // Nature, 2019, **576**, 237.
5. *Berghmans D., Auchère F., Long D.M. et al.* // A&A, 2021, **656**, L4.
6. *Kumar, P., Karpen, J. T., Uritsky, V. M., et al.* // ApJ, 2023, **951**: L15.
7. *Raouafi N. E., Stenborg G., Seaton D. B. et al.* // ApJ., 2023, **945**, 28 .
8. *Chen Y., Przybylski D., Peter H. et al.* // A&A, 2021, **656**, L7.
9. *Lee J., Yurchyshyn V., Wang H. et al.* // ApJL, 2022, **935**, L27.
10. *Telloni D., Zank G., Stangalini M. et al.* // ApJL, 2022, **936**: L25 (9pp).

Доклад не был представлен на конференции

ПРИМЕНЕНИЕ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА К ОБЪЯСНЕНИЮ ГЛОБАЛЬНЫХ КЛИМАТИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ В ГОЛОЦЕНЕ И ПОЗДНЕМ ПЛЕЙСТОЦЕНЕ

Федоров В.М., Фролов Д.М.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

APPLICATION OF THE ASTRONOMICAL THEORY OF CLIMATE CHANGE TO THE EXPLANATION OF GLOBAL CLIMATIC EVENTS IN THE HOLOCENE AND LATE PLEISTOCENE

Fedorov V.M., Frolov D.M.

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-381-384>

Calculations of the Earth's irradiation for the period from 12,000 years in the past to 8000 years in the future have been performed with high spatial and temporal resolution. As a result, the astronomical theory of climate change has been supplemented with new values of insolation with a resolution of $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ in space and 1/360 of the duration of the tropical year in time. Thus, a mathematical problem in the astronomical theory of climate change associated with low spatial and temporal resolution was solved for the Holocene.

Astronomical factors regulating the intensity of radiative heat transfer (meridional, in the ocean–mainland system, interhemispheric) have been determined. Solar characteristics reflecting the intensity of radiative heat transfer are calculated. Thus, a physical problem was solved that allowed the mechanisms of radiative heat transfer in the astronomical theory of climate change for the Holocene. The modernization of the astronomical theory of climate made it possible to explain global climatic events in the Holocene and Late Pleistocene on the basis of their synchronicity with the extremes of solar characteristics.

Астрономическая теория изменения климата предложена более 100 лет назад сербским математиком М. Миланковичем для объяснения глобальных климатических событий в плейстоценовой истории Земли: развития материковых оледенений и разделяющих их межледниковий. Для этого им были выполнены расчеты летней инсоляции с низким временным и пространственным разрешением, учитывающими изменения эксцентриситета, долготы перигелия и наклона оси вращения Земли (при этом Земля отождествлялась со сферой). Для объяснения глобальных климатических событий Милаковичем предложена схема изменения летней температуры на 65 параллели Северного полушария в эквивалентных широтах [1]. После Миланковича расчеты инсоляции выполнялись неоднократно с учетом появления новых небесных тел и представлений в небесной механике [5, 7]. Однако схема перехода от солярного климата к глобальному не менялась, то есть изменение температуры рассматривалось только в зависимости от вариаций приходящей летней радиации на 65° с.ш.

Для объяснения глобальных климатических событий в голоцене и позднем плейстоцене нами была решена математическая задача: выполнены расчеты приходящей на ВГА Земли солнечной радиации с высоким пространственным и временным разрешением. Расчеты выполнялись по данным высокоточных астрономических эфемерид (DE-441) для верхней границы атмосферы в интервале от 10000 г. до н.э. до 10000 г. н.э. Исходными астрономическими данными для расчетов инсоляции были: склонение и эклиптическая долгота Солнца, расстояние от Земли до Солнца, разность хода равномерно текущего координатного времени (Coordinate Time) и всемирного корректируемого времени (Universal Time). Поверхность Земли аппроксимировалась эллипсоидом Geodetic Reference System 1980 (GRS80) с длинами полуосей, равными 6 378 137 м (большие) и 6 356 752 м (малая). Изменение активности Солнца не учитывалось. Значение солнечной постоянной (среднее многолетнее значение TSI) принималось равным 1361 Вт/м^2 [6].

Проведено исследование влияние формы Земли на характер ее облучения [2]. Показано, что разности (ошибки) в расчетах интенсивности облучения сферы и эллипсоида соизмеримы с вариациями TSI в 11-летнем цикле, отмечаемыми в настоящее время. Выполненные расчеты позволили также решить физическую задачу: рассчитать солярные факторы, регулирующие механизмы переноса радиационного тепла [3]. Основными из них являются меридиональный перенос радиационного тепла из экваториальной области (источника тепла) в полярные районы (сток тепла). Меридиональный перенос радиационного тепла регулируется изменением угла наклона оси (рис. 1).



Рис. 1. Изменение годовой интенсивности облучения (ИО) по широтным зонам в голоцене относительно соответствующих значений первого столетия (11900–12000 л.н.).

При его уменьшении увеличивается приход солнечной радиации в экваториальную область и сокращается в полярные районы. При уменьше-

нии наклона оси, таким образом, увеличивается меридиональный градиент инсоляции, управляющий меридиональным переносом радиационного тепла и интенсивность работы «тепловой машины первого рода» [4] возрастает. Следствием этого является сглаживание широтных температурных различий. При увеличении угла наклона отмечается обратная ситуация.

Межполушарный теплообмен в атмосфере регулируется инсоляционной сезонностью Земли (ИСЗ), которая (как и цикл климатической прецессии) определяется соотношением циклов прецессии и долготы перигелия. ИСЗ характеризуется разностью между инсоляционной сезонностью в северном (южном) и инсоляционной сезонностью в южном (верном) полушарии. Однако перенос радиационного тепла (воздушными и водными массами) из летнего полушария в зимнее полушарие со временем изменяется в связи с различием летней и зимней инсоляции в полушариях. Одно зимнее полушарие в результате межполушарного переноса радиационного тепла может получать больше или меньше тепла, чем другое зимнее полушарие.

С максимумом межполушарного переноса радиационного тепла на ВГА (переноса в северное зимнее полушарие из летнего южного полушария) связан малый (средневековый) климатический оптимум голоцена.

Теплообмен в системе океан – материк определяется инсоляционной сезонностью полушария (ИСП), которая также регулируется соотношением прецессионного цикла (предварение равноденствий) с циклом долготы перигелия (с периодом около 22 тыс. лет). Многолетние изменения интенсивности теплообмена в системе океан – материк связаны с сезонной сменой областей источника и стока тепла. При сглаживании сезонных различий в инсоляции интенсивность теплообмена в системе океан – материк снижается и сезонные температурные различия возрастают. И, наоборот, при увеличении инсоляционной сезонности интенсивность теплообмена в системе океан – материк увеличивается и сезонные температурные различия сглаживаются. Например, за период от 3000 г. до н.э. до 2999 г. инсоляционная сезонность в северном полушарии увеличивается на $12,1 \text{ Вт/м}^2$ или на 7,1% (температурные сезонные различия сглаживаются). В южном полушарии в этот период инсоляционная сезонность уменьшается на $2,3 \text{ Вт/м}^2$ или на 1,3% – температурные сезонные различия возрастают. Это объясняется тем, что в рассматриваемый интервал времени Земля проходит через перигелий, когда в северном полушарии отмечается зима, и афелий, когда в северном полушарии лето. Таким образом, сезонные различия интенсивности облучения (ИО) в северном полушарии в современную эпоху сглаживаются. В южном полушарии лето приходится на перигелий земной орбиты, зима – на афелий, и сезонные различия ИО в этом полушарии возрастают.

Анализ результаты расчетов инсоляции показал, что глобальные климатические события в голоцене и позднем плейстоцене синхронизируются с экстремумами отмеченных астрономических (солярных) характеристик. Так, с максимумом приходящей в северное полушарие в летнее астрономическое полугодие солнечной радиации синхронизируется переход от холодной плейстоценовой к теплой голоценовой эпохе. С минимумом летнего облучения синхронизируется Малый ледниковый период. Так как период климатической прецессии на данном этапе близок к 22 000 лет, то в позднем плейстоцене с минимумом летней инсоляции в северном полушарии синхронизируется максимум распространения покровного оледенения (около 20 000 лет назад). Брянский интерстадиал синхронизируется с максимумом приходящей солнечной радиации в северное полушарие в летнее полугодие (25–32 тыс. лет назад). Таким образом, модернизация и развитие астрономической теории изменения климата позволяет объяснить причины отдельных глобальных климатических событий в голоцене и позднем плейстоцене.

Работа выполнена в соответствии с госбюджетной темой «Палеогеографические реконструкции природных геосистем и прогнозирование их изменений» (121051100135-0).

Литература

1. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. – М.–Л.: ГОНТИ, 1939. 208 с.
2. Федоров В.М., Костин А.А., Фролов Д.М. Влияние формы Земли на характеристики ее облучения // Геофизические процессы и биосфера, 2020. Т. 19. № 3. С. 119–130. DOI: 10.21455/GPB2020.3-7
3. Федоров В.М. Проблемы параметризации радиационного блока в физико-математических моделях климата и возможности их решения // Успехи физических наук, 2023. Т. 193, № 9. С. 971–988. DOI: 10.3367/UFNr.2023.03.039339.
4. Шулейкин В.В. Физика моря. – М.: АН СССР, 1953. – 990 с.
5. Cionco R.G., Soon W.W.-H. Short-Term Orbital Forcing: A Quasi-Review and a Reappraisal of Realistic Boundary Conditions for Climate Modeling // Earth-Science Reviews, 2017. V. 166. P. 206–222.
6. Fedorov V.M., Kostin A.A. The Calculation of the Earth's Insolation for the Period 3000 BC–AD 2999 // Springer Geology, 2020. V.1. P 181–92. DOI: 10.1007/978-3-030-38177-6_20
7. Laskar J., Joutel F., Boudin F. Orbital, precessional and insolation quantities for the Earth from – 20 Myr to + 10 Myr // Astronomy and Astrophysics, 1993. V. 287. P. 522 – 533.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абраменко В.И.* 3, 203, 207, 265, 309
Абрамов-Максимов В.Е. 7, 23, 261
Алексеев И.Ю. 35
Андреева О.А. 11, 15
Андреева Т.С. 135
Антонюк К.А. 35
Asepovski S. 157
Ахтемов З.С. 19
Vazilevskaaya G.A. 187
Бакунина И.А. 7, 23
Баранов Д.Г. 47
Барта М. 293
Белова О.М. 199
Бембитов Д.Б. 95, 373
Березин И.А. 27
Биленко И.А. 31
Богод В.М. 245
Бондарь Н.И. 35
Быков А.М. 191
Быков В.Ю. 135
Бычков К.В. 199
Васильев Г.И. 39
Веретененко С.В. 43
Вернова Е.С. 47, 183
Викторов М.Е. 179
Волобуев Д.М. 51, 211
Вохмянин М.В. 127
Georgieva K. 157
Головко А.А. 55
Голубчина О.А. 59
Гопасюк О.С. 63
Горбачев М.А. 67
Горшков А.Б. 199
Григорьева И.Ю. 71, 305, 365
Губченко В.М. 75
Гуляев Р.А. 81
Гуляева Т.Л. 85
Данилова О.А. 269
Демина И.М. 273
Дергачев В.А. 89, 195
Дертеев С.Б. 95, 373
Дмитриев П.Б. 43
Долгачева С.А. 99
Долгополов А.В. 203
Дормидонтов Д.В. 27
Дьяков А.А. 135
Егорова Л.В. 99
Ерофеев Д.В. 103
Жданов Д.А. 353
Живанович И. 107
Жукова А.В. 111
Загайнова Ю.С. 115
Зайцев В.В. 119, 123
Золотова Н.В. 127
Иванов В.Г. 131
Иванов Д.В. 135
Илларионов Е.А. 183
Ильин Г.Н. 135
Ипатов А.В. 135
Ишков В.Н. 139
Калинин А.А. 145
Kalinin M.S. 149, 187
Калинина Н.Д. 145
Кальтман Т.И. 153
Кафтан В.И. 175
Кашапова Л.К. 231, 281, 353
Kirov B. 157
Кирпичев Р.В. 27
Кичатинов Л.Л. 161
Князева И.С. 51, 211
Кобяков Д. 167, 171
Комитов Б.П. 175
Константинов А.Н. 39
Копылова Ю.Г. 337
Корягин С.А. 179
Костюченко И.Г. 183
Kraïnev M.V. 149, 187
Кропотина Ю.А. 191
Кудрявцев И.В. 39, 195

- Кузнецов А.А.* 123
Кузнецов С.А. 23
Куприянова Е.Г. 119
Купряков Ю.А. 199
Куценко А.С. 203, 207, 265
Лебедев А.А. 285
Лебедев М.К. 153, 245
Литвишко Д.В. 207
Лопухин В.И. 203
Лио Х. 149, 187
Макаренко Н.Г. 51, 211
Малащук В.М. 15
Малютин В.А. 199
Мелихова Е.С. 39
Мельников В.Ф. 23, 215, 325
Мерзляков В.Л. 219, 223
Мешалкина Н.С. 215
Миллер Н.О. 107
Мирошниченко Л.И. 309
Mikhailov V.V. 187
Михаляев Б.Б. 95, 373
Можаровский С.Г. 227
Моргачев А.С. 293
Моторина Г.Г. 293
Муратова Н.О. 231
Мягкова И.Н. 281
Нагнибеда В.Г. 321
Наговицын Ю.А. 195, 235
Обридко В.Н. 239, 277
Овчинникова Е.П. 349
Овчинникова Н.Е. 153, 245
Ogurtsov M.G. 249
Ожередов В.А. 253, 257
Опейкина Л.В. 261
Остряков В.М. 39
Павлов А.К. 39
Петерова Н.Г. 135, 261, 321
Петрукович А.А. 191
Пить Н.В. 35
Плотников А.А. 15, 203, 265
Potgieter M.S. 149, 187
Птицына Н.Г. 269, 273
Рагульская М.В. 277
Рахимов И.А. 135, 321
Рожкова Д.В. 281
Романов В.А. 285
Романов Д.В. 285
Романов К.В. 285
Руденко Г.В. 115
Рыспаева Е.Б. 333
Рябинин И.О. 357
Садовский А.М. 305
Сапешко В.И. 27
Сапратиев М.Е. 95, 373
Svirzhevskaya A.K. 187
Svirzhevsky N.S. 187
Семенов Д.Г. 203
Симонова Т.В. 123, 289
Скирута В.Н. 203
Склярова Е.М. 341
Скорбеж Н.Н. 27
Смирнова В.В. 293
Соколов Д.Д. 239, 297
Соловьев А.А. 107, 299
Соломатникова А.А. 357
Старкова Л.И. 223
Степанов А.В. 119
Степанов Е.А. 285
Струминский А.Б. 71, 253, 257, 305
Сулейманова Р.А. 309
Теребиж В.Ю. 203
Глатов А.Г. 27, 313, 317
Глатова К.А. 317
Топчило Н.А. 135, 261, 321
Тясто М.И. 47, 269
Файнштейн В.Г. 115
Федоров В.М. 381
Филатов Л.В. 325
Фролов Д.М. 381
Фурсяк Ю.А. 329
Хвостов Е.Ю. 135
Холтыгин А.Ф. 333
Цап Ю.Т. 19, 293, 337
Чариков Ю.Е. 341, 345, 349
Чернышева М.П. 361

Чугунова О.М. 191
Шабалин А.Н. 341, 345, 349
Шаин А.В. 23
Шамсутдинова Ю.Н. 353
Шапвалов С.Н. 357, 361
Шапошников В.Е. 123, 289
Шаховская А.Н. 71, 365
Шибает А.И. 369
Шибает И.Г. 369
Шибалова А.С. 239
Шивидов Н.К. 95, 373
Шохин Т.Д. 345
Шрамко А.Д. 27
Шувалова В.И. 341
Якунина Г.В. 377

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Абраменко В.И.</i> Магнитные структуры солнечной фотосферы как системы с самоорганизацией	3
<i>Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.</i> Предвспышечные флуктуации радиоизлучения активных областей Солнца	7
<i>Андреева О.А.</i> Динамика корональных дыр в солнечном минимуме 24/25	11
<i>Андреева О.А., Малащук В.М., Плотников А.А.</i> Унифицированная база данных наблюдений Солнца в линии He I 1083 nm, полученных на телескопе БСТ-2/КраО	15
<i>Ахтемов З.С., Цап Ю.Т.</i> Зависимость скорости солнечного ветра от площади корональных дыр и их фрактальной размерности	19
<i>Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Шаин А.В., Кузнецов С.А., Абрамов-Максимов В.Е.</i> Магнитные жгуты во вспышечных активных областях.....	23
<i>Березин И.А., Глатов А.Г., Шрамко А.Д., Дормидонтов Д.В., Курпичев Р.В., Сапешко В.И., Скорбеж Н.Н.</i> Система прогнозирования космической погоды по данным наблюдений телескопов ГАС ГАО	27
<i>Биленко И.А.</i> Циклические вариации меридиональных потоков на Солнце	31
<i>Бондарь Н.И., Алексеев И.Ю., Антонюк К.А., Питъ Н.В.</i> Параметры поверхностных неоднородностей М-карлика V647 Her	35
<i>Васильев Г.И., Константинов А.Н., Кудрявцев И.В., Мелихова Е.С., Остряков В.М., Павлов А.К.</i> Ограничения на параметры солнечных супервспышек по данным о космогенном радиоуглероде в лунном реголите	39
<i>Веретененко С.В., Дмитриев П.Б.</i> Возможное влияние солнечной активности на траектории внутротропических циклонов в Северной Атлантике: новые данные	43

<i>Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.</i> Широтная зависимость 22-летней вариации слабых магнитных полей	47
<i>Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Князева И.С.</i> Долгосрочный прогноз Эль-Ниньо с учетом вариаций солнечной активности	51
<i>Головко А.А.</i> Особенности поля скоростей в активной области 12673, связанные со вспышками 6 сентября 2017 г.	55
<i>Голубчина О.А.</i> Яркостные температуры и электронные концентрации сантиметрового излучения отдельных областей на Солнце по данным наблюдений максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г.	59
<i>Гопасюк О.С.</i> Статистические характеристики активных областей и вспышечных лент, связанных с мощными вспышками	63
<i>Горбачев М.А.</i> Влияние экзопланет на вспышечную активность звезд	67
<i>Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Шаховская А.Н.</i> О возможных дополнительных источниках протонов в событиях 4–10 сентября 2017 года	71
<i>Губченко В.М.</i> О способе измерения кинетического параметра электромагнитной добротности потока горячей бесстолкновительной плазмы, формирующего магнитосферы в космических и лазерных плазмах	75
<i>Гуляев Р.А.</i> К истории Горной астрономической станции. Создание Большого коронографа	81
<i>Гуляева Т.Л.</i> Идентичность АЕ и Аро индексов в 23–24 циклах солнечной активности	85
<i>Дергачев В.А.</i> Продолжительность климатических циклов в течение последних миллионов лет, в четвертичный период и современные климатические аномалии	89
<i>Дертеев С.Б., Шивидов Н.К., Сапралиев М.Е., Бембитов Д.Б., Михалев Б.Б.</i> Продольные колебания в горячих корональных петлях	95

Долгачева С.А., Егорова Л.В.

Анализ параметров ионосферы по данным станции вертикального зондирования авроральной зоны за длительный период 99

Ерофеев Д.В.

Вариации скорости солнечного ветра (microstreams) в околоземном пространстве и в удаленных областях гелиосферы 102

Живанович И., Соловьев А.А., Миллер Н.О.

Долгопериодические колебания основных параметров солнечного пятна 107

Жукова А.В.

Циклические вариации регулярных и нерегулярных активных областей в северном и южном полушариях в 23-м и 24-м циклах 111

Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В.

Влияние взрывных процессов в активных областях на характеристики магнитного поля в тени солнечных пятен в зависимости от их размеров и положения 115

Зайцев В.В., Степанов А.В., Куприянова Е.Г.

О формировании переходной области солнечной атмосферы 119

Зайцев В.В., Шапошников В.Е., Кузнецов А.А., Симонова Т.В.

Быстрые электроны в плазмосфере экзопланеты HD 189733b 123

Золотова Н.В., Вохмянин М.В.

Собрание зарисовок и восстановленных солнечных данных 1610–1720 гг. 127

Иванов В.Г.

Связь длины и амплитуды 11-летних циклов для тысячелетнего ряда пятенного индекса 131

Иванов Д.В., Рахимов И.А., Дьяков А.А., Ильин Г.Н., Петерова Н.Г., Топчило Н.А., Ипатов А.В., Андреева Т.С., Хвостов Е.Ю., Быков В.Ю.

Итоги исследований структуры и физических параметров корональной плазмы Солнца по наблюдениям солнечных затмений на радиотелескопах ИПА РАН за период 1999–2022 гг. 135

Ишков В.Н.

Текущий 25 цикл солнечной активности в преддверии фазы максимума 139

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Расчет спектра магнитостатической модели волокна для центра диска Солнца 145

<i>Kalinin M.S., Krainev M.B., Luo X., Potgieter M.S.</i> On the influence of corotating interaction regions of the solar wind on galactic cosmic ray intensity	149
<i>Кальтман Т.И., Овчинникова Н.Е., Лебедев М.К.</i> Моделирование спектра радиоизлучения надпоясного источника с квазипериодической структурой магнитного поля	153
<i>Kirov B., Georgieva K., Asenovski S.</i> The relationship between sunspot numbers and coronal mass ejections within an 11-year solar cycle	157
<i>Кичатинов Л.Л.</i> Приповерхностный слой неоднородного вращения Солнца: происхождение и значение для динамо	161
<i>Кобяков Д.</i> Некоторые свойства плазменной оболочки коричневого карлика	167
<i>Кобяков Д.</i> Расположение и симметрия сверхпроводимости в нейтронных звездах	171
<i>Комитов Б.П., Кафтан В.И.</i> Триггерные эффекты воздействия явлений космической погоды на земную тектонику и их возможное влияние на климат	175
<i>Корягин С.А., Викторов М.Е.</i> Расслоение плазмы внутри магнитной арки в лабораторном эксперименте по моделированию плазменных структур в солнечной короне	179
<i>Костюченко И.Г., Вернова Е.С., Илларионов Е.А.</i> Эволюция площади и скорости вращения по диску крупных групп пятен, наблюдавшихся на активной долготе на спаде активности солнечного цикла 24	183
<i>Krainev M.B., Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S., Mikhailov V.V., Svirzhetskaya A.K., Svirzhetsky N.S., Luo X., Potgieter M.S.</i> Galactic cosmic ray intensity in periods of the heliospheric magnetic field inversion	187
<i>Кропотина Ю.А., Петрукович А.А., Чугунова О.М., Быков А.М.</i> О роли ионной вейбелевской неустойчивости в формировании фронта головной ударной волны Земли	191
<i>Кудрявцев И.В., Дергачёв В.А., Наговицын Ю.А.</i> Вариации климата Земли и солнечная активность в Голоцене	195

Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М., Горшков А.Б., Малютин В.А. Наблюдение и расчет модели спокойного протуберанца	199
Куценко А.С., Теребиж В.Ю., Долгополов А.В., Абраменко В.И., Семенов Д.Г., Скирута В.Н., Плотников А.А., Лопухин В.И. Новый инструмент для спектрополяриметрии Солнца в КРАО РАН ...	203
Литвишко Д.В., Куценко А.С., Абраменко В.И. Циклические вариации площадей анти-Хейловских активных областей в 23-м и 24-м солнечных циклах	207
Макаренко Н.Г., Волобуев Д.М., Князева И.С. Тестирование детерминированной компоненты временных рядов чисел Вольфа методами комбинаторной сложности	211
Мельников В.Ф., Мешалкина Н.С. Эффект сокращения корональных петель во время вспышки 24.02.2023	215
Мерзляков В.Л. Максимальная энергия солнечной вспышки в современную эпоху	219
Мерзляков В.Л., Старкова Л.И. Области локально повышенной температуры в солнечной короне	223
Можаровский С.Г. Проявления поперечных магнитных полей в спокойной фотосфере на краях гранул	227
Муратова Н.О., Кашанова Л.К. Статистический анализ параметров радиовсплесков III типа по данным Солнечного Спектрополяриметра Метрового Диапазона (ССМД)	231
Наговицын Ю.А. Две популяции групп солнечных пятен и правило Гневышева-Вальдмайера	235
Обридко В.Н., Шибалова А.С., Соколов Д.Д. Циклическая вариация структуры и энергетики солнечных магнитных полей	239
Овчинникова Н.Е., Богод В.М., Лебедев М.К. Обнаружение линии поглощения гидроксидов (ОН) в радиоизлучении короны Солнца	245

<i>Ogurtsov M.G.</i> On the amplitude of long-term variations of the total solar irradiance in the past	249
<i>Ожередов В.А., Струминский А.Б.</i> Алгоритмическое определение значимых признаков вспышки как источника солнечных протонов	253
<i>Ожередов В.А., Струминский А.Б.</i> Оценки времени старта и пост-эруптивного ускорения КВМ 17, 24, 25 и 28 февраля 2023	257
<i>Опейкина Л.В., Петерова Н.Г., Топчило Н.А., Абрамов-Максимов В.Е.</i> Спектры микроволновых источников над пятнами по наблюдениям на РАТАН-600	261
<i>Плотников А.А., Куценко А.С., Абраменко В.И.</i> Оценка максимальной площади медленно затухающих униполярных активных областей	265
<i>Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.</i> Связь жесткости обрезания космических лучей с параметрами солнечного ветра и магнитосферы во время бури 9–10 ноября 2004 г.: анализ эффектов гистерезиса	269
<i>Птицына Н.Г., Демина И.М.</i> Среднесрочные колебания солнечной активности и вариации геомагнитного поля	273
<i>Рагульская М.В., Обридко В.Н.</i> Гелиогеофизические особенности 21 века и вирусные эпидемии	277
<i>Рожкова Д.В., Кашапова Л.К., Мяжкова И.Н.</i> Моделирование временных профилей событий в солнечных космических лучах	281
<i>Романов К.В., Романов Д.В., Романов В.А., Степанов Е.А., Лебедев А.А.</i> Аномальный разогрев верхних слоёв солнечной хромосферы медленными магнитогазодинамическими ударными волнами	285
<i>Симонова Т.В., Шапошников В.Е.</i> Эффект двойного плазменного резонанса в электронно-позитронной плазме	289

Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Моторина Г.Г., Моргачев А.С., Барта М. О природе субтерагерцового излучения солнечной вспышки 04.05.22 на послеимпульсной фазе	293
Соколов Д.Д. Природа асимметрии распределения солнечных пятен относительно солнечного экватора в конце минимума Маундера	297
Соловьев А.А. Диссипация магнитного поля и электрические токи во вспышечном магнитном жгуте	299
Струминский А.Б., Садовский А.М., Григорьева И.Ю. Темп ускорения протонов во вспышках M4.0 16 июля и M5.7 17 июля 2023 года	305
Сулейманова Р.А., Мирошниченко Л.И., Абраменко В.И. Анализ активных областей, вызвавших события типа Ground Level Enhancement	309
Тлатов А.Г. Тороидально-U-тороидальная модель солнечного динамо	313
Тлатова К.А., Тлатов А.Г. Наклон солнечных пятен ведущей и хвостовой полярности магнитного поля	317
Топчило Н.А., Нагнибеда В.Г., Петерова Н.Г., Рахимов И.А. Опыт исследований прилиम्бовой зоны Солнца по наблюдениям на крупных полноповоротных радиотелескопах	321
Филатов Л.В., Мельников В.Ф. Влияние параметров спектра турбулентности вистлеров на процессы рассеяния и ускорения нетепловых электронов во вспышечной петле	325
Фурсяк Ю.А. Роль крупномасштабных электрических токов в нагреве корональной плазмы в спокойные временные интервалы и во время вспышек	329
Холтыгин А.Ф., Рыспаева Е.Б. Звезды типа γ Cas: происхождение рентгеновского излучения	333
Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г. Солнечные вспышки в белом свете и нагрев фотосферы альфвеновскими волнами	337

Чариков Ю.Е., Склярова Е.М., Шувалова В.И., Шабалин А.Н. Критерии определения спайков жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек	341
Чариков Ю.Е., Шохин Т.Д., Шабалин А.Н. Предвестники солнечных вспышек в УФ и рентгеновском излучении	345
Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е. Квазипериодические пульсации жесткого рентгеновского излучения в локальных источниках вспышечных аркад	349
Шамсутдинова Ю.Н., Кашапова Л.К., Жданов Д.А. Эволюция микроволновых источников в диапазоне 3–12 ГГц во вре- мя импульсной фазы лимбовой вспышки 5 февраля 2023 года	353
Шаповалов С.Н., Соломатникова А.А., Рябинин И.О. Мониторинг УФ-индекса на полярных станциях ААНИИ	357
Шаповалов С.Н., Чернышева М.П. Солнечное UVB излучение как фактор воздействия космического климата на глобальные эпидемии	361
Шаховская А.Н., Григорьева И.Ю. Исследование солнечных вспышек и связанных с ними протонных событий, произошедших 4 и 9 августа 2011 года	365
Шибает И.Г., Шибает А.И. Шаблон периода «огибающей» максимумы достоверных циклов ряда чисел Вольфа	369
Шивидов Н.К., Дертеев С.Б., Сапралиев М.Е., Бембитов Д.Б., Ми- халяев Б.Б. Квазипериодические колебания в солнечной короне	373
Якунина Г.В. Исследование корональных струй	377
Федоров В.М., Фролов Д.М. Применение астрономической теории изменения климата к объясне- нию глобальных климатических событий в голоцене и позднем плей- стоцене	381
Список авторов	385
Содержание	388