

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*XXIV ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2020**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2020

Сборник содержит доклады, представленные на XXIV Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2020» (5 – 9 октября 2020, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звезд» Научного совета «Солнце-Земля». Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям. Ввиду сложной эпидемиологической ситуации из-за COVID-19 конференция проводилась в заочной форме

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

Оргкомитет конференции

Сопредседатели: А.В. Степанов (*ГАО РАН*), В.В. Зайцев (*ИПФ РАН*)
Зам. сопредседателей – Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)

Члены оргкомитета:

| | |
|--|-------------------------------------|
| В.А. Абраменко (<i>КраО</i>) | В.Ф. Мельников (<i>ГАО РАН</i>) |
| В.М. Богод (<i>САО РАН</i>) | В.Н. Обридко (<i>ИЗМИРАН</i>) |
| К. Георгиева (<i>ИКСИ-БАН, Болгария</i>) | А.А. Певцов (<i>NSO, ГАО РАН</i>) |
| В.А. Дергачев (<i>ФТИ РАН</i>) | А.А. Соловьёв (<i>ГАО РАН</i>) |
| М.М. Кацова (<i>ГАИШ МГУ</i>) | Д.Д. Соколов (<i>МГУ</i>) |
| Л.Л. Кичатинов (<i>ИСЗФ СО РАН</i>) | А.Г. Тлатов (<i>ГАС ГАО РАН</i>) |
| Н.Г. Макаренко (<i>ГАО РАН</i>) | |

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», выходявшем 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

ДИСБАЛАНС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ЗЕМЛЕЙ И КОСМОСОМ ДИКТУЕТ КЛИМАТ

Абдусаматов Х.И.

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

ENERGY IMBALANCE BETWEEN THE EARTH AND SPACE DICTATES THE CLIMATE

Abdussamatov H.I.

Pulkovo observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

Due to variations of the TSI and the action of thermal inertia, the average annual energy balance of the planet is always disturbed, which is the main state of the climate system. A long-term energy imbalance between the Earth and space over a period of the order of 30 years or more leads to corresponding changes in temperature and climate. The physical nature of these minor temperature fluctuations, established by us, is determined by the fact that during the growth phase of the quasi-two-century TSI variation, due to thermal inertia, additional (excess) energy is accumulated in the World Ocean, and during the TSI decrease phase – an increase in energy deficit. A long chain of subsequent secondary causal feedback effects will multiply the resulting insignificant temperature change. The quasi-bicentennial variation in the energy imbalance between the Earth and space, together with significant multiple effects of a long chain of subsequent causal feedback effects, is the main factor governing and controlling the climate system, determining the corresponding alternation of climate change from warming to the Little Ice Age.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-3-6

Чрезвычайно сложная и нелинейная климатическая система зависит от вариации многочисленного комплекса длительных (порядка 30 лет и более) геофизических процессов в системах океан-суша-атмосфера, на которые, в свою очередь, влияют множество различных факторов. Среди них основным и преобладающим фактором является квазидвухвековое изменение мощности солнечного излучения на внешней границе атмосферы – солнечной постоянной (СП), сопровождающейся последующими существенными проявлениями геофизических и климатических процессов. Вследствие вариаций СП с малыми 11-летними (11 ± 3 лет) и большим квазидвухвековым (200 ± 70 лет) циклами [1] и действия термической инерции Мирового океана (далее Океана), среднегодовой энергетический баланс системы на внешней границе атмосферы всегда оказывается нарушенным, что является основным состоянием климатической системы. Энергетический дисбаланс между Землей и космосом E определяется разностью между среднегодовыми удельными мощностями солнечного излучения, поступающими во внешние слои атмосферы, и уходящими обратно в космос её отражённой и рассеянной долями, определяемыми величиной альбедо Бонда Земли, а также собственного теплового излучения [1, 2]:

$$E = 0.25[(S_{\odot} + \Delta S_{\odot}) - (A_{\text{ВЕ}} + \Delta A_{\text{ВЕ}})(S_{\odot} + \Delta S_{\odot})] - \varepsilon\sigma(T_p + \Delta T_p)^4, \quad (1)$$

где S_{\odot} – СП; ΔS_{\odot} – приращение СП; $A_{\text{ВЕ}}$ – сферическое альbedo (альbedo Бонда) Земли; $\Delta A_{\text{ВЕ}}$ – приращение альbedo Бонда; ε – излучательная способность системы поверхность-атмосфера; σ – постоянная Стефана-Больцмана; T_p – планетарная термодинамическая температура; ΔT_p – приращение термодинамической температуры планеты.

Исследование тренда спада СП с ~1990 г. позволило спрогнозировать начало фазы глубокого минимума маундеровского типа на начало 27-го ± 1 цикла в 2043 ± 11 г., с ожидаемой продолжительностью в ~35–65 лет. В результате Земля имеет, и далее будет иметь отрицательный энергетический баланс. Среднегодовая энергия собственного теплового излучения Земли в космос всегда отстает на 30 ± 10 лет от энергии поглощенного солнечного излучения благодаря термической инерции Океана

$$t = 0.095 (1 + 0.42 \cdot H) \text{ лет}, \quad (2)$$

где t – постоянная термической инерции планеты, H – глубина активного слоя Океана, равная 750 ± 250 м [3]. СП последовательно с ускоряющимися темпами уменьшается от 21-го цикла к 22-му, 23-му и 24-му циклам. Максимальное среднециклическое значение СП, наблюдавшееся в 22-м цикле, приходившемся на максимум квазидвухвекового цикла, составляло 1365.99 ± 0.02 Вт/м². А среднециклическое значение СП в 23-м цикле стало уже на ~0.1 Вт/м² меньше, чем в 22-м цикле (рис. 1). Высота максимального уровня СП в 24-м цикле снизилась на более, чем 0.5 Вт/м² относительно максимального уровня 23-го цикла. При таком снижении ожидаемая величина СП в минимумах между циклами 24 и 25, 25 и 26 может составить в соответствии с реконструированными данными СП [5, 6] ориентировочно 1364.5 ± 1.6 и 1363.0 ± 2.2 Вт/м² соответственно. СП может достичь глубокого минимума в 1362.5 ± 3.0 Вт/м² в минимумах между циклами 26 и 27, 27 и 28. Продолжительность малого 11-летнего цикла вариаций СП в целом зависит от фазы большого квазидвухвекового цикла и последовательно увеличивается от фазы его роста к фазам максимума и спада. В фазе спада квазидвухвекового цикла продолжительность 11-летнего цикла составляет 11.7 ± 1.0 лет [7]. Такая зависимость в целом позволяет прогнозировать продолжительность двух последующих (с 25-го по 26-й) циклов СП, аналогичных двум предыдущим циклам 23 и 24. Поэтому можно ожидать начало наступления 25-го, 26-го и 27-го циклов в 2020.9 ± 1.0 г., 2032.5 ± 1.5 г. и 2043.11 ± 2.0 г. соответственно. Квазидвухвековые циклы с колебаниями СП порядка 4 Вт/м² играют главенствующую роль в управлении и определении закономерностей развития дочерних малых циклов с колебаниями СП до 1 Вт/м² [7]. В результате изучения относительных мощностей всех 24 циклов установлено, что с уменьшением энергетической мощности 11-летнего цикла его продолжительность увеличивается [8].

Соотношение относительных вкладов приращений СП и альbedo Бонда в энергетический баланс и в приращение температуры определяется как [1, 2]

$$\frac{\Delta S_{\odot}}{S_{\odot}} = \frac{\Delta A_{BE}}{1 - A_{BE} - \Delta A_{BE}} \quad (3)$$

Альbedo Бонда Земли, будучи своеобразным усилителем вариации теплового режима, существенно увеличивает амплитуду квазидвухвековых изменений температуры. Согласно данным по ледяному керну, пробуренному с глубины 3769 м вблизи станции Восток в Антарктиде, во время ледникового/межледникового циклов температура начинает снижаться после достижения максимальных значений несмотря на то, что концентрация ПГ продолжает расти. Пики концентрации CO₂ никогда не предшествовали потеплению, а наоборот, всегда имели место через 800±400 лет после него, являясь его следствием. Согласно закону Генри величины природных потоков CO₂ из Океана и с суши в атмосферу и из атмосферы в Океан и на сушу при повышении температуры многократно превышают выбросы этих веществ в атмосферу в результате деятельности человека [9]. Оставшийся в атмосфере избыток потоков CO₂ превышает рост его выбросов в атмосферу в результате деятельности человека.

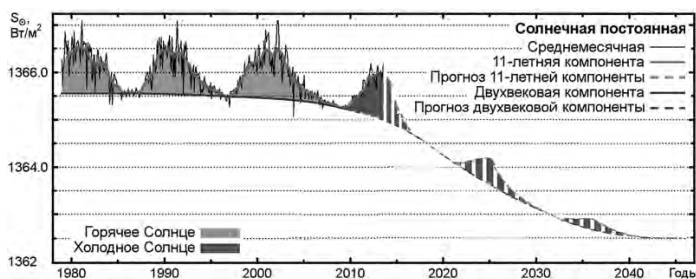


Рис. 1. Вариации СП [4] и наш прогноз ее вариаций до 2045 г. в соответствии с данными реконструкции СП [5, 6].

В XX веке в фазе роста квазидвухвекового цикла СП 11-летние циклы имели меньшую продолжительность, а их высота максимума и абсолютная энергетическая мощность последовательно увеличивалась [8]. В результате на протяжении шести 11-летних

циклов Земля получала больше солнечной энергии, а благодаря термической инерции Океана излучала в космос меньше энергии (рис. 2) [10]. В результате среднегодовой энергетический баланс планеты долговременно оставался положительным ($E > 0$) и планета постепенно нагревалась. Длинная цепочка последующих вторичных причинно-следственных эффектов обратной связи многократно усиливало наступившее потепление.

Отрицательный энергетический дисбаланс в фазе спада квазидвухвекового цикла (без учета других вкладов и при неизменности альbedo Бонда) обеспечит незначительное похолодание, которое важно в качестве триггерного механизма для последующего многократного воздействия цепочки вторичных причинно-следственных эффектов обратной связи, усиливающих снижение температуры посредством:

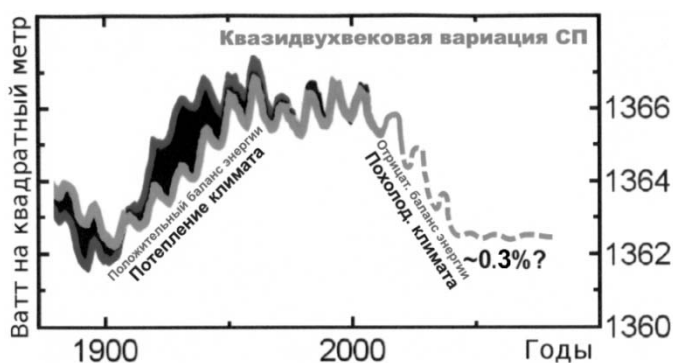
1. Существенного увеличения площади снежно-ледяных покровов, а также изменения физических свойств земной поверхности и атмосферы и, как следствие, значительного увеличения потерянной Землей дополнительной доли поступившей солнечной энергии;

2. Снижения концентрации основного ПГ – водяного пара и других ПГ в атмосфере (соотношение Клапейрона-Клаузиуса и закон Генри);

3. Усиления (расширения) атмосферного пропускания теплового излучения земной поверхности через окно прозрачности;

4. Уменьшения «темной» поверхности Океана, вызванного снижением уровня воды вследствие наращивания массы ледников и сжатия воды при охлаждении.

Рис. 2. Вариация СП [4-6] и прогноз ее вариаций (пунктирные линии); вариации энергетического баланса Земли и климата.



Итак, квазидвухвековое изменение СП совместно со значительными многократными воздействиями длинной цепочки последующих причинно-следственных эффектов обратной связи является главным фактором, управляющим и контролирующим климатическую систему.

Литература

1. *Abdussamatov H.I.* The new Little Ice Age has started. Evidence-Based Climate Science. Easterbrook D. J. (ed) Oxford: Elsevier, 2016, pp. 307-328.
2. *Abdussamatov H.I.* Current long-term negative average annual energy balance of the Earth leads to the new Little Ice Age // *Thermal Sci.* 2015, Vol. 19, pp. S279-S288.
3. *Abdussamatov H.I., Bogoyavlenskii A.I., Khankov S.I., Lapovok E.V.* Modeling of the Earth's planetary heat balance with electrical circuit analogy // *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications.* 2010, Vol. 2, pp. 133-138.
4. *Fröhlich C.* 2016. Solar Constant
www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant.
5. *Shapiro A.I. et al.* A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing // *Astron. Astrophys.* 2011, Vol. 529, pp. A67.
6. *Egorova T. et al.* Revised historical solar irradiance forcing // *Astron. Astrophys.* 2018, Vol. 615, A85.
7. *Abdussamatov H.I.* The time of the end of the current solar cycle and the relationship between duration of 11-year cycles and secular cycle phase // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* 2006, Vol. 22, pp. 141-143.
8. *Abdussamatov H.I.* Power of the Energy of 11-Year Solar Cycle and Its Dependence on Solar Cycle Length // *Kinematics and Phys. Celest. Bodies.* 2015, Vol. 31, pp. 54-60.
9. *Нугматулин Р.И.* Океан: климат, ресурсы, природные катастрофы // *Вестник РАН.* 2010. Том. 80. С. 675-687.
10. *Abdussamatov H.I.* Energy imbalance between the Earth and space controls the climate // *Earth Sciences.* 2020. Vol. 9, No. 4, pp. 117-125.

**РОСТ СОДЕРЖАНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА ПРИ ПОТЕПЛЕНИИ
ПРИВЕДЕТ К ПАДЕНИЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КЛИМАТА
К УВЕЛИЧЕНИЮ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА**

Абдусаматов Х.И.

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

**THE GROWTH OF THE WATER VAPOR CONTENT DURING
WARMING WILL LEAD TO A DECREASE IN THE SENSITIVITY
OF THE CLIMATE TO AN INCREASE IN THE CONCENTRATION
OF CARBON DIOXIDE**

Abdussamatov H.I.

Pulkovo observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

The natural contents of both water vapor and carbon dioxide in the atmosphere, in accordance with the Clapeyron-Clausius ratio and Henry's law, increase to a maximum during warming and decrease to a minimum in ice ages. According to the vertical profiles of their volumetric concentrations in the atmosphere, during warming, the concentration of water vapor increases sharply directly in the near-surface layer of the troposphere with a uniform distribution of the growth in the concentration of carbon dioxide along the height. Due to the significant overlap of their spectral absorption bands in the ranges of ~4–5, ~9–11 and ~12–18 μm , the absorption of thermal radiation from the surface with increasing temperature is not proportional to the increase in their absolute concentrations. The fraction of surface thermal radiation absorbed by carbon dioxide in the overlapping regions of the spectral absorption bands of the atmospheric transparency window practically does not increase with warming due to an increase in absorption by sharply increased water vapor molecules directly in the lowest near-surface layers of the troposphere. This reduces the effect of the general increase in the concentration of carbon dioxide on the thermal regime of the planet during warming.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-7-10

Естественные содержания как водяного пара, так и углекислого газа в атмосфере согласно соотношению Клапейрона-Клаузиуса и закону Генри варьируются до максимального уровня во время потепления и снижаются до минимального уровня в ледниковых периодах, что приводит к сужению и расширению соответственно пропускания атмосферы теплового излучения земной поверхности в космос через окно прозрачности атмосферы. Кроме того, они дополнительно значительно усиливают и ослабляют соответственно влияние парникового эффекта. Долговременный рост (порядка 4 Вт/м^2) солнечной постоянной (СП) в фазе роста квазидвухвекового цикла с запаздыванием ($\sim 30 \pm 10$ лет), определяемой термической инерцией Мирового океана (далее Океана) при глубине активного слоя Океана

750±250 м [1], приведет к незначительному естественному устойчивому росту (порядка 0.2 К) температуры [2, 3]:

$$\Delta T_e = \frac{\Delta S_{\odot}(1 - A_{BE} - \Delta A_{BE}) - \Delta A_{BE}S_{\odot}}{16\sigma T_e^3}, \quad (1)$$

где S_{\odot} – СП; ΔS_{\odot} – приращение СП; A_{BE} – сферическое альbedo Бонда Земли; ΔA_{BE} – приращение альbedo Бонда; σ – постоянная Стефана-Больцмана.

Величины энергии, поглощенной CO_2 и H_2O , в наши дни составляют примерно 80% от интегральной мощности собственного теплового излучения поверхности Земли (рис. 1). Из них около 68% приходится на спектральные полосы поглощения H_2O и только около 12% – на долю CO_2 . Такая пропорция обусловлена частичным перекрытием спектральных полос поглощения CO_2 и H_2O и постоянством влагосодержания в атмосфере при малых вариациях температуры и давления. Следовательно, поглощение атмосферы для собственного теплового излучения поверхности определяется главным образом концентрацией H_2O , при второстепенной значимости концентрации CO_2 . При этом окно прозрачности атмосферы пропускает в космическое пространство порядка 10% теплового излучения поверхности, оставшиеся примерно 10% приходятся на поглощение облаками, а также на молекулы других малых парниковых газов. Рост температуры в фазе роста СП квазидвухвекового цикла приводит к увеличению общей средней концентрации как H_2O , так и CO_2 в атмосфере. Однако из-за существенного перекрытия спектральных полос поглощения H_2O и CO_2 друг с другом в диапазонах ~4–5, ~9–11 и ~12–18 мкм (рис. 1) поглощение теплового излучения поверхности с повышением температуры происходит не пропорционально увеличению их абсолютных концентраций в атмосфере. Так как, согласно вертикальным профилям объемных концентраций H_2O и CO_2 в атмосфере, даже незначительное одновременное увеличение их общей средней концентрации при нагревании приводит к резкому увеличению концентрации H_2O в приповерхностном слое атмосферы (рис. 2). Это обусловлено тем, что почти весь H_2O атмосферы, в отличие от CO_2 , равномерно перемешанного до высот 60–80 км, концентрируется в тропосфере и имеет максимальную концентрацию непосредственно в приповерхностном слое, уменьшаясь очень резко с высотой.

В результате перенос теплового излучения земной поверхности в атмосферу заметно меняется благодаря существенному перекрытию их спектральных полос поглощения. Это приводит к значительным изменениям в переносе теплового излучения поверхности H_2O . Резкое увеличение непосредственно в приповерхностном слое атмосферы отношения плотности объемных концентраций H_2O к CO_2 при нагреве приводит к относительному увеличению доли поглощения H_2O поверхностного теплового излучения в перекрывающихся спектральных полосах поглощения в пределах ок-

на прозрачности атмосферы. Изменения в спектре поглощения, соответствующие увеличению общей концентрации H_2O в атмосфере на 7% и CO_2 с 350 до 420 ppmV во время потепления, были смоделированы с фиксированной облачностью в проведенных расчетах. В результате чувствительность климата к содержанию растущего CO_2 в атмосфере уменьшается со значительным увеличением концентрации H_2O непосредственно в приповерхностном слое атмосферы при потеплении и CO_2 непосредственно в приповерхностном слое атмосферы в H_2O тонет [4]. При этом доля поверхностного теплового излучения, поглощаемого CO_2 в перекрывающихся участках спектральных полос поглощения окна прозрачности атмосферы, практически не увеличивается из-за повышенного поглощения резко увеличенными молекулами H_2O непосредственно в самых нижних приповерхностных слоях тропосферы. В результате увеличение общей (суммарной) концентрации H_2O в атмосфере снижает ожидаемый рост общего эффекта абсолютного увеличения концентрации CO_2 во всей атмосфере (при его нынешнем высоком уровне концентрации более 415 ppmV) на тепловой режим планеты. В диапазонах длин волн окон прозрачности атмосферы CO_2 , имеющий относительно слабые полосы поглощения, практически не сможет дополнительно значительно увеличить поглощение теплового излучения поверхности из-за одновременного параллельного резкого увеличения концентрации H_2O во время потепления непосредственно в приповерхностном слое атмосферы.

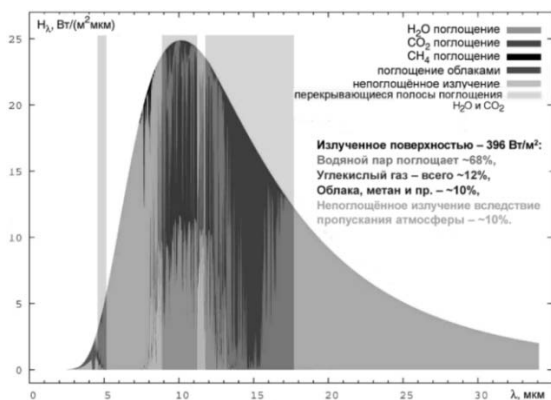


Рис. 1. Спектральная плотность излучения поверхности Земли, как АЧТ [5].

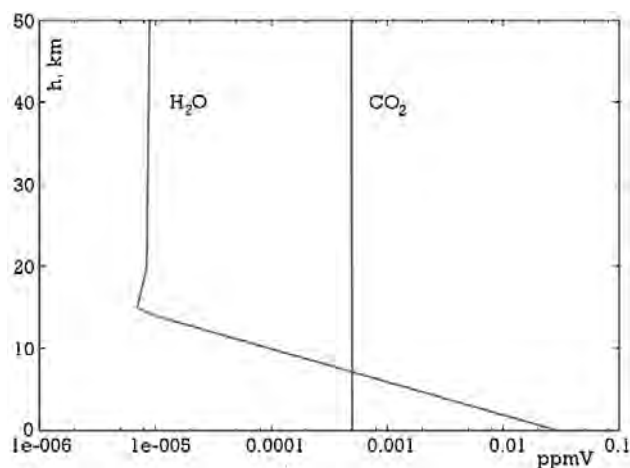


Рис. 2. Вертикальные профили объемных концентраций H_2O и CO_2 в атмосфере [2].

Поэтому при увеличении концентрации CO_2 в атмосфере практически невозможно ожидать значительного дополнительного увеличения им поглощения поверхностного теплового излучения. Поскольку «Величины природных потоков (CO_2 , H_2O , пыль) из океана и с суши в атмосферу (M_{in}) и из атмосферы (M_{out}) в океан и на сушу измеряются десятками миллиардов тонн в год и многократно превышают выбросы этих веществ в атмо-

сферу (M_{ant}) в результате деятельности человека, в частности сжигания каменного угля и жидкого топлива, полученного из нефти и газа. Общее содержание CO_2 в океане в 50 раз больше, чем в атмосфере, и даже слабое дыхание океана может драматически менять уровень CO_2 в атмосфере» [4]. Ничтожные воздействия, которые человечество оказывает на атмосферу эмиссией CO_2 , приводят к незначительным последствиям. Остающийся естественный избыток CO_2 в атмосфере превышает рост его выбросов в результате деятельности человека.

Итак, чувствительность климата к росту содержания CO_2 в атмосфере вследствие значительного перекрытия спектральных полос поглощения H_2O и CO_2 в пределах окна прозрачности атмосферы уменьшается в результате еще более значительного увеличения концентрации H_2O непосредственно в самых нижних приповерхностных слоях тропосферы во время потепления. В результате даже незначительное увеличение общей средней концентрации H_2O в атмосфере значительно усиливает поглощение длинноволновой радиации непосредственно в приповерхностном слое атмосферы, уменьшая тем самым влияние роста концентрации CO_2 на термический режим планеты. Рост концентрации H_2O делает температуру менее чувствительной к увеличению содержания CO_2 в атмосфере при потеплении и при дальнейшем повышении концентрации CO_2 практически невозможно ожидать существенного дополнительного увеличения им поглощения излучения поверхности Земли. Поэтому воздействие CO_2 на изменение климата является вторичным и незначительным (при его нынешнем высоком уровне более 415 ppmV) по сравнению с последствиями долгосрочного изменения мощности солнечного излучения квазидвухвекового цикла на внешней границе атмосферы, являющегося основным фактором изменения температуры, а не наоборот – вариации концентрации CO_2 [5].

В заключение выражаю благодарность А.А. Муштукову за помощь в предварительном проведении расчетного моделирования изменений спектра поглощения H_2O и CO_2 при одновременном небольшом увеличении их содержания в атмосфере при нагревании.

Литература

1. Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И. Факторы, определяющие термоинерционные характеристики системы Земля-атмосфера // Труды Всероссийской конф. по физике Солнца. С.-Петербург. 2011. С. 307-310.
2. Abdussamatov H.I. The new Little Ice Age has started. Evidence-Based Climate Science. Easterbrook D. J. (ed) Oxford: Elsevier, 2016, pp. 307-328.
3. Abdussamatov H.I. Current long-term negative average annual energy balance of the Earth leads to the new Little Ice Age // Thermal Sci. 2015, Vol. 19, pp. S279-S288.
4. Нугматулин Р.И. Океан: климат, ресурсы, природные катастрофы // Вестник РАН. 2010. Том. 80. С. 675-687.
5. Abdussamatov H.I. Energy imbalance between the Earth and space controls the climate // Earth Sciences. 2020. Vol. 9, No. 4, pp. 117-125. doi: 10.11648/j.earth.20200904.11

ПРЕДВЕСТНИКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

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

PRECURSORS OF SOLAR FLARES IN MICROWAVE RANGE

Abramov-Maximov V.E.¹, Bakunina I.A.²

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²National Research University «Higher School of Economics», Nizhny Novgorod, Russia

We present four cases of quasi-periodic pulsations (QPPs) of microwave emission from solar active regions (ARs) on pre-flare phase. We used the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) and Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP) daily observations. We computed the time series of maximum brightness temperature and total flux over selected field-of-view (FOV) in three cases and total solar flux in one case. We found that in all considered cases an increase in the power of QPPs before flares is observed. The duration of pre-flare wavetrains in periods of oscillations is approximately the same for all cases and is about 5–10 pulses. The effect of the occurrence of the QPPs before flares can be interpreted as a relationship between MHD waves propagating along the magnetic flux tube of sunspot and beginning of the flares and can be considered as a flare precursor.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-11-14

Квазипериодические флуктуации (КПФ) солнечного радиоизлучения и их связь со вспышечной активностью, в частности, эффект появления или значительного усиления мощности КПФ перед вспышками, были обнаружены несколько десятилетий назад [1–10].

С использованием данных наблюдений радиогелиографа Нобеяма (NoRH) были детально исследованы КПФ микроволнового излучения с различными периодами [11, 12]. Был обнаружен ряд случаев возрастания мощности КПФ перед вспышками с периодами от 3-х до 100 минут [13–16]. Причем, во всех случаях длительность предвспышечных цугов в периодах колебаний оказалась примерно одинаковой. Аналогичный эффект был обнаружен в мягком рентгеновском излучении по данным GOES [17].

Целью данной работы является дальнейшее исследование обнаруженного эффекта усиления КПФ перед вспышками. В работе рассматриваются 4 события: SOL2011-07-30T02:09 (вспышка M9.3 в АО 11261), SOL2011-09-25T02:33 (вспышка M4.4 в АО 11302), SOL2012-03-09T03:53 (вспышка M6.3 в АО 11429) и SOL2003-11-03T01:09 (вспышка X2.7 в АО 10488).

Для работы были использованы ежедневные наблюдения Солнца, выполненные на NoRH на частоте 17 ГГц (1.76 см) и на Радиополяриметрах Нобейяма (Nobeyama Radio Polarimeters – NoRP). Разные события были обработаны немного различными методами, в частности, для того, чтобы сравнить степень трудоемкости различных подходов и выбрать наиболее подходящий для накопления статистики. Для первого события был выполнен синтез радиоизображений в нестандартном режиме с шагом и временем 10 сек по алгоритму Koshix. Для второго события синтез выполнялся с шагом 1 мин. Для третьего события специальный синтез не производился, использовались готовые изображения в fits-формате с шагом 3 мин, свободно доступные по адресу <https://solar.nro.nao.ac.jp/norh/fits/3min/>. Далее для построения временного профиля микроволнового излучения на всех изображениях выделялась исследуемая АО (field-of view – FOV) с учетом вращения Солнца и вычислялась или максимальная яркостная температура по FOV, или плотность потока радиоизлучения.

Для 4-го события использовались данные наблюдений NoRP. С одной стороны NoRP дает только полный поток от всего Солнца, что значительно уменьшает относительную амплитуду флуктуаций и не дает возможности исследовать пространственное распределение флуктуаций. С другой стороны, наблюдения на NoRP выполняются на 7 частотах (1, 2, 3.75, 9.4, 17, 35, 80 GHz), данные NoRP доступны в формате XDR и не требуют никакой предварительной обработки. Немаловажно с точки зрения разработки прогностических критериев, что наблюдения на NoRP продолжаются, в то время как наблюдения на NoRH были прекращены 31 марта 2020 г.

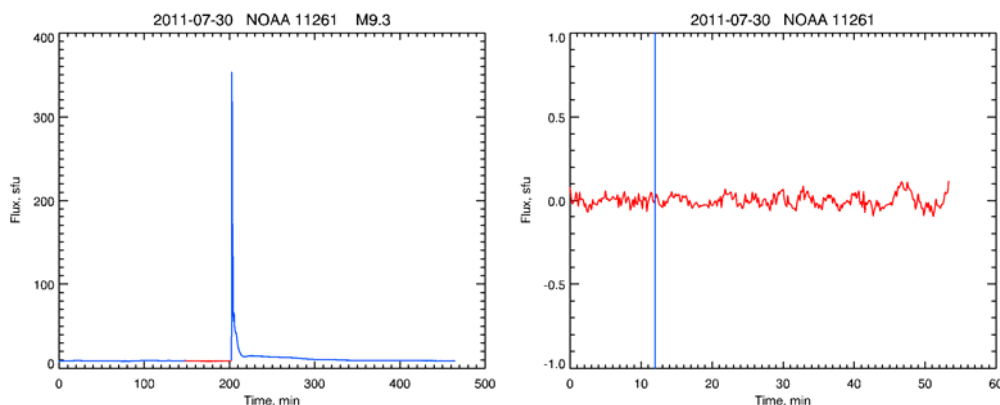


Рис. 1. *Левая панель:* Временной профиль микроволнового излучения АО NOAA 11261 на волне 1.76 см в интенсивности (параметр Стокса I, проинтегрированный по FOV поток излучения) по наблюдениям на радиогелиографе Нобейяма 30 июля 2011 г. Красным цветом обозначен предвспышечный фрагмент профиля, показанный крупно на правой панели. *Правая панель:* Фрагмент временного профиля (вычтена постоянная составляющая) микроволнового излучения АО NOAA 11261, обозначенный на левой панели красным цветом. Вертикальной синей линией показан момент появления предвспышечных флуктуаций. На обеих панелях оси абсцисс – время в минутах, оси ординат – поток радиоизлучения АО в sfu.

На рис. 1 показаны предвспышечные флуктуации для события SOL2011-07-30T02:09. Перед вспышкой класса M9.3 выделяется цуг флуктуаций с периодами 3–4 минуты длительностью примерно 40 минут. На рис.2 показано событие SOL2011-09-25T02:33. Видно, что в течение примерно 150 минут перед вспышкой класса M4.4 наблюдается цуг флуктуаций с периодами около 30–40 минут. Аналогичная картина наблюдается и для события SOL2012-03-09T03:53, показанного на рис. 3.

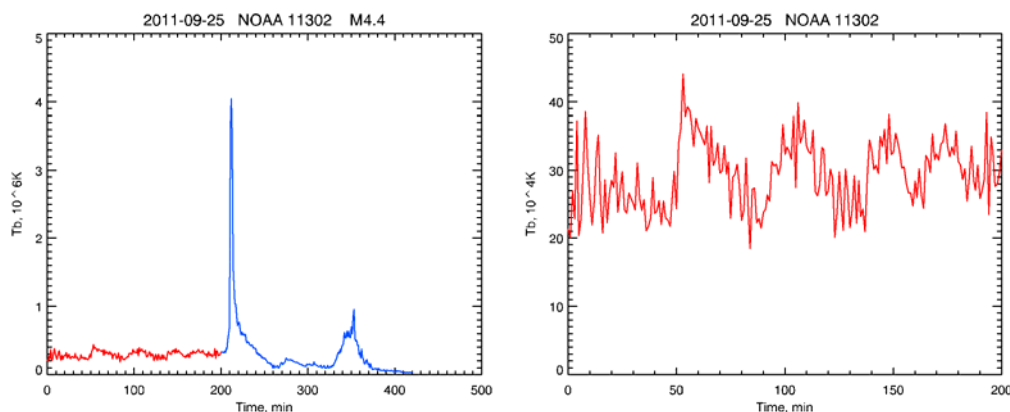


Рис. 2. *Левая панель:* Временной профиль микроволнового излучения АО NOAA 11302 на волне 1.76 см в интенсивности (параметр Стокса I, максимальная яркостная температура по FOV) по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма 25 сентября 2011 г. Красным цветом обозначен предвспышечный фрагмент профиля, показанный крупно на правой панели. *Правая панель:* Фрагмент временного профиля микроволнового излучения АО NOAA 11302, обозначенный на левой панели красным цветом. На обеих панелях оси абсцисс – время в минутах, оси ординат – максимальная яркостная температура по FOV.

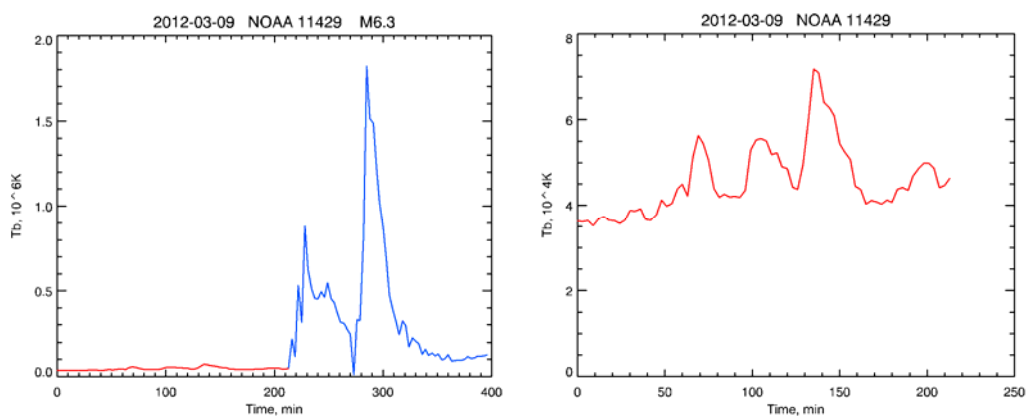


Рис. 3. *Левая панель:* Временной профиль микроволнового излучения АО NOAA 11429 на волне 1.76 см в интенсивности (параметр Стокса I, максимальная яркостная температура по FOV) по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма 9 марта 2012 г. Красным цветом обозначен предвспышечный фрагмент профиля, показанный крупно на правой панели. *Правая панель:* Фрагмент временного профиля микроволнового излучения АО NOAA 11429, обозначенный на левой панели красным цветом. На обеих панелях оси абсцисс – время в минутах, оси ординат – максимальная яркостная температура по FOV.

Для события SOL2003-11-03T01:09 четко выделяется цуг длительно-стью около 1 часа с флуктуациями 10–15 минут.

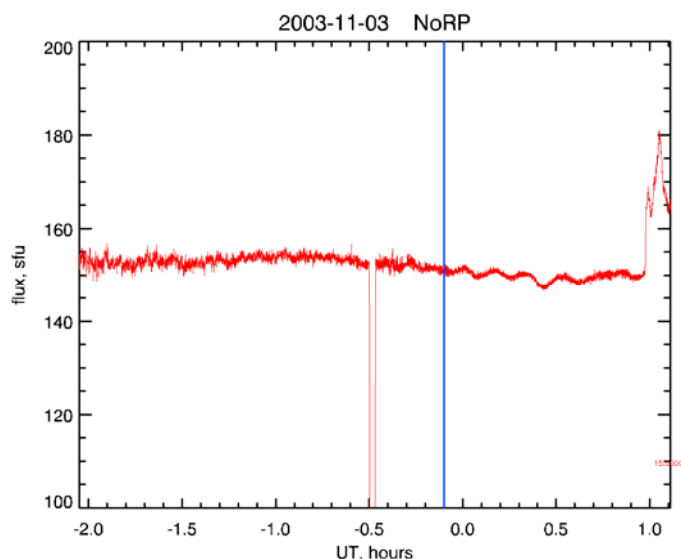


Рис. 4. Фрагмент записи полного потока радиоизлучения Солнца на волне 15 см по наблюдениям на Радиополяриметре Нобеяма 3 ноября 2003 г. перед вспышкой X2.7 в АО 10488. Ось абсцисс – время UT в часах, ось ординат – полный поток радиоизлучения Солнца в sfu. Вертикальной синей линией показан момент появления предвспышечных флуктуаций.

Таким образом, в 4-х рассмотренных случаях выявлены предвспышечные цуги флуктуаций микроволнового излучения длительностью 4–10 импульсов с различными квазипериодами (от 3-х до 40 минут). Эффект может быть интерпретирован как связь МГД-волн, распространяющихся вдоль силовой трубки пятна, и началом солнечной вспышки.

Работа выполнена в рамках Государственного задания (тема 0041-2019-0019).

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. Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И. // Изв.ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 747.
4. Кобрин М.М. и др. // Солнечные данные, 1973, N10, 79.
5. Кобрин М.М. и др. // Астр. циркуляр, 1981, N1201, 1.
6. Аверьянихина Е.А. и др. // Исследование Солнца и красных звезд. Рига, Зинатне, 1982, вып.16, с.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. Gelfreikh G.B., Grechnev V.V., Kosugi T., Shibasaki K. // Solar Phys., 1999, **185**, 177.
12. Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu. // Publ. Astr. Soc. Japan, 2006, **58**, 29.
13. Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S. // A&A, 2009, **505**, 791.
14. Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K. // Solar Phys., 2011, **273**, 403.
15. Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А. // Ядерная физика, 2018, **81**, N 3, с. 366.
16. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy, 2019, **59**, No. 7, 822.
17. Tan B. et al. // Astrophys. J., 2016, **83**, id 206.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ ПЕРЕД КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ

**Бакунина И.А.¹, Мельников В.Ф.², Абрамов-Максимов В.Е.²,
Моргачев А.С.³, Шаин А.В.²**

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

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

³*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия*

PECULIARITIES OF THE MICROWAVE EMISSION BEHAVIOR IN SOLAR ACTIVE REGIONS BEFORE CORONAL MASS EJECTIONS

**Bakunina I.A.¹, Melnikov V.F.², Abramov-Maximov V.E.²,
Morgachev A.S.³, Shain A.V.²**

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

²*Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia*

³*Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod, Russia*

Solar flares and coronal mass ejections (CME) are the most powerful manifestations of solar activity. Both phenomena associated with the evolution of the spatial structure of the magnetic field of active regions (AR). It is known that not all powerful flares accompanied by CME. In some cases, CME are observed, associated with very low intensity bursts. At the same time, the observational signs that determine the ability of AR to cause the eruption of matter from AR into the high layers of the solar corona are still not clear. This makes it difficult to understand the physical mechanism of eruption initiation (CME trigger). The purpose of this work is to search for observational signs of the onset of the eruptive process. For this, we conducted a comparative analysis of pre-flare and flare conditions for 6 flare events, accompanied by CME, and 5 events not accompanied by CME.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-15-18

Солнечные вспышки и корональные выбросы массы (КВМ) являются наиболее мощными проявлениями солнечной активности. Считается, что оба явления связаны с эволюцией пространственной структуры магнитного поля активных областей (АО), в которых магнитная энергия постепенно накапливается в непотенциальной форме, а затем быстро выделяется в короне в результате нарушения равновесия или развития неустойчивости. Иногда мощные вспышки сопровождаются КВМ, их называют эруптивными. В некоторых случаях наблюдаются КВМ, ассоциированные со вспышками очень низкой интенсивности. Но в большинстве случаев вспышки не сопровождаются КВМ и их называют неэруптивными («confined»). Важной задачей является найти теоретические и наблюдательные

признаки, определяющие способность АО вызывать эрупцию вещества из АО в высокие слои солнечной короны.

В последние годы заметных успехов достигло теоретическое моделирование этих явлений. Накопление магнитной энергии связывают в основном с тремя процессами: всплытие магнитного потока, обладающего спиральностью; фотосферные сдвиги; вращение солнечных пятен ([1]). Процесс выделения свободной энергии приписывают неустойчивостям в токовых слоях, которые могут образоваться либо при взаимодействии соседних трубок магнитного поля, либо в результате вытягивания силовых линий в результате выброса магнитного жгута вверх в корону (стандартная модель вспышки). В последние годы популярными стали модели энерговыделения и выброса корональной массы благодаря тороидальной [2] и изгибной неустойчивостям ([3]). Недавно Ishiguro and Kusano [4] предложили так называемую неустойчивость сдвоенной арки (DAI), чтобы инициировать процесс пересоединения, требуемый для поднятия магнитного жгута и перевода его в неустойчивый режим. В работе [5] на основе анализа результатов экстраполяции магнитного поля в корону в приближении нелинейного бессилового поля (NLFFF), было показано, что вспышка произошла в результате взаимодействия двух систем скрученных магнитных петель с большим широм (около 80 градусов) над линией инверсии магнитной полярности. Отметим, что хотя и показано, что сильная скрученность магнитных жгутов – это свойство, связанное с возникновением вспышек, но оно не является достаточным условием для возникновения эрупций и КВМ. Требуется изучить дополнительные факторы, влияющие на сдерживание и развитие процессов эрупции.

Важность физических процессов, происходящих в области пересекающихся магнитных петель, подтверждается недавним сравнительным анализом пространственной динамики УФ и микроволнового излучения, проведенного для нескольких вспышек [6, 7]. Было обнаружено явление сильной нестационарности микроволновых источников, связанное с появлением за 1–3 часа до вспышки пересекающихся друг с другом ярких и "горячих" ($T \sim 10$ млн К) ультрафиолетовых петель.

Целью настоящей работы является поиск в микроволновом диапазоне отличительных наблюдательных признаков между началом эруптивных и неэруптивных вспышек.

Данные наблюдений

Для проведения предварительного сравнительного анализа условий формирования КВМ мы отобрали 6 вспышечных событий, сопровождавшихся КВМ, и 5 событий, не сопровождавшихся КВМ (таблица 1). Все события относятся к периоду 2011–2014 гг. и наблюдались Радиогелиографом Нобеяма. Часть активных областей из этих выборок наблюдалась также на спектрополяриметре радиотелескопа РАТАН-600.

Таблица 1.

| Flare Peak Time Flare Class | NOAA | AR Position | E/C | NoRH F17(SFU) Tb(K) Dur(sec) |
|--------------------------------|-------|-------------|-----|---------------------------------|
| 2011-07-30 T02:09 M9.3 | 11261 | S20W10 | C | 569 5.8e+07 594 |
| 2011-09-06 T01:50 M5.3 | 11283 | N14W07 | E | 206 2.0e+07 3770 |
| 2011-10-02 T00:50 M3.9 | 11305 | N12W26 | C | 42 2.2e+06 4149 |
| 2012-01-23 T03:59 M8.7 | 11402 | N28W21 | E | 3703 7.4e+07 16207 |
| 2012-03-09 T03:53 M6.3 | 11429 | N15W03 | E | 90 3.9e+06 4986 |
| 2012-05-10 T04:18 M5.7 | 11476 | N12E22 | C | 54 5.2e+06 363 |
| 2013-10-24 T00:30 M9.3 | 11877 | S09E10 | E | 78 2.9e+06 1042 |
| 2013-11-03 T05:22 M4.9 | 11884 | S12W17 | C | 233 1.3e+07 4203 |
| 2014-02-04 T04:00 M5.2 | 11967 | S14W06 | C | 3572 3e+07 1556 |
| 2014-09-28 T02:58 M5.1 | 12173 | S13W23 | E | 373 2e+06 3118 |
| 2014-12-17 T04:51 M8.7 | 12242 | S18E08 | E | 236 8.0e+06 8808 |

В таблице 1: крайняя левая колонка – данные о дате и времени вспышки и ее рентгеновском балле; в четвёртой колонке E обозначает эруптивную вспышку (eruptive), C – неэруптивную (confined); в крайней правой приведены параметры радиоизлучения по данным Радиогелиографа Нобейма: поток, яркостная температура и длительность вспышки.

Результаты анализа

Из таблицы 1 видно, что в обеих выборках событий “E” (эруптивные) и “C” (неэруптивные) присутствуют только вспышки класса M. Сравнение выбранных трех параметров радиоизлучения для выборок “E” или “C” не выявило заметных отличий в потоке, яркостной температуре и длительности вспышки. Анализ динамики радиоизлучения перед вспышками показал, что сильная нестационарность радиоизлучения перед вспышками имеет место в обеих выборках. Аналогично результатам работ [6–8], получено, что чем мощнее вспышка, тем более вероятны субвсплески и усиление цугов колебаний радиоизлучения перед ней [8].

Предварительный анализ микроволновых спектров, наблюдаемых на РАТАН-600, показал, что динамика частотного спектра микроволнового излучения, может заметно отличаться перед разными типами вспышек, эруптивными и неэруптивными. В качестве иллюстрации на рис. 1 показаны частотные спектры, наблюдаемые перед двумя такими вспышками. Эруптивное событие NOAA 11158: рост потока произошёл во всём частотном диапазоне, что свидетельствует, скорее всего, об увеличении площади излучающего радиоисточника. Неэруптивное событие NOAA 11261: рост потока произошёл только на низких частотах. На высоких частотах, где за интенсивность излучения отвечают области с более сильным магнитным полем, поток практически не вырос, что свидетельствует, скорее всего, о том, что новые области с сильным полем не появились. В то же время площадь радиоисточников со слабым полем явно увеличилась.

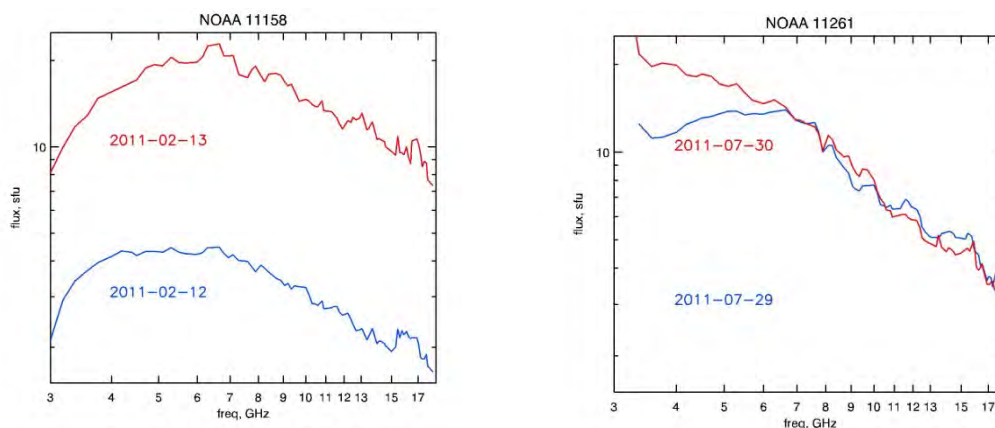


Рис. 1. Различие в динамике частотного спектра микроволнового излучения перед разными типами вспышек – эруптивной (*слева*) и неэруптивной (*справа*).

Данная работа является началом сравнительного исследования поведения характеристик микроволнового излучения эруптивных и неэруптивных вспышек. Следующим шагом будет проведение детального анализа пространственной структуры и динамики радиоисточников за несколько часов до вспышки с привлечением данных в ультрафиолетовом диапазоне и магнитограмм SDO/HMI, а также восстановленных данных о 3D-структуре коронального магнитного поля и соответствующих электрических токов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 17-52-80064, 18-02-00856.

Литература

1. Lin P.H., Kusano K., Shiota D. // *ApJ*, 2020, 894, 20
2. Kliem, B., & Török, T. // *PhRvL*, 2006, 96, 255002
3. Liu, R., Kliem, B., Titov, V.S., et al. // *ApJ*, 2016, 818, 148
4. Ishiguro, N. & Kusano, K. // *ApJ*, 2017, 843, 101
5. Sharykin I.N., Zimovets I.V., Myshyakov I.I. // *ApJ*, 2020, 893:159 (25 pp.)
6. Bakunina, I.A., Melnikov V.F. // *AApTr*, 2019, 31, Issue 3, 251
7. Bakunina, I.A., Melnikov, V.F., Morgachev, A.S. // *Astrophysics*, 2020, 63, No. 2, 252
8. Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А. // *Ядерная физика*, 2018, **81**, N 3, с. 366.

ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА КВМ И РАДИО ВСПЛЕСКИ II ТИПА

Биленко И.А.

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

SOLAR MAGNETIC FIELD VARIATIONS AND THEIR INFLUENCE ON CMEs AND TYPE II RADIO BURSTS

Bilenko I.A.

Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

The rate, speed, and sky-plane width of coronal mass ejections (CMEs) associated with type II radio bursts (RBII CMEs) were investigated in cycles 23 and 24 (1997–2017), as well as their dependence on the magnetic field calculated at the distances of registration of radio bursts. The results suggest that although the total number of CMEs increased in cycle 24, the number of RBII CMEs decreased sharply from 338 in cycle 23 to 180 in cycle 24. Cycle variations in the number of RBII CMEs in each Carrington rotation and their parameters vary in cycles 23 and 24, reflecting the different behavior of magnetic fields in the regions of radio burst generation, while the maximum number of RBII CMEs in a Carrington rotation remains the same in both cycles. In cycle 24, the mean velocities, in Carrington rotation scale, of RBII CMEs were lower and mean sky-plane widths were greater than in cycle 23.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-19-22

Введение

Исследование корональных выбросов массы (КВМ), связанных с радио всплесками II типа (PB2), вызывает повышенный интерес, так как вопрос о формировании как КВМ, так и PB2 до сих пор остается открытым, как и не ясны до конца процессы, определяющие их динамику в солнечных циклах. Параметры КВМ сопровождающихся PB2 (PB2 КВМ) отличаются от средних значений КВМ [1, 6, 10]. PB2 КВМ составляют отдельную популяцию КВМ [1]. Число PB2 КВМ выше в максимумах чем в минимумах 23 и 24 циклов. Однако циклические изменения числа и параметров PB2 КВМ сильно отличаются от динамики активных областей [1]. Ряд исследований показали, что значения параметров КВМ или их сочетание не являются определяющими факторами для генерации PB2. Cliver и др. [5] предположили, что для формирования RBII необходимы специфические условия. Оценка влияния циклических вариаций глобального магнитного поля (ГМП) на PB2 КВМ показала, что их число выше в периоды стабильности структуры ГМП при доминировании секторной структуры магнитного поля [1]. Параметры коронального магнитного поля и плазмы в зонах генерации PB2 тоже являются важными факторами определяющими условия для формирования PB2 КВМ [2].

В данном исследовании рассмотрены различия РВ2 КВМ в 23 и 24 циклах (1997–2017 гг.) и влияние циклических вариаций магнитных полей в областях генерации РВ2 на изменение числа и параметров РВ2 КВМ.

Результаты исследования

РВ2 генерируются на основной плазменной частоте, и плотность (N_e) для частоты (F_p) генерации каждого РВ2 вычисляется из соотношения:

$$F_p = 8.978 \cdot 10^3 \sqrt{N_e}. \quad (1)$$

Соответственно можно рассчитать расстояние для начала регистрации РВ2 используя, например, модель радиального распределения плотности [9]:

$$n(r) = n_{1AU} \cdot \left(\frac{r}{R_{1AU}} \right)^{-2.16}, \quad (2)$$

где: n – плотность плазмы на расстоянии r ; n_{1AU} плотность плазмы на орбите Земли, полученная из базы данных OMNI2 [8]. $R_{1AU} = 150 \times 10^6$ км.

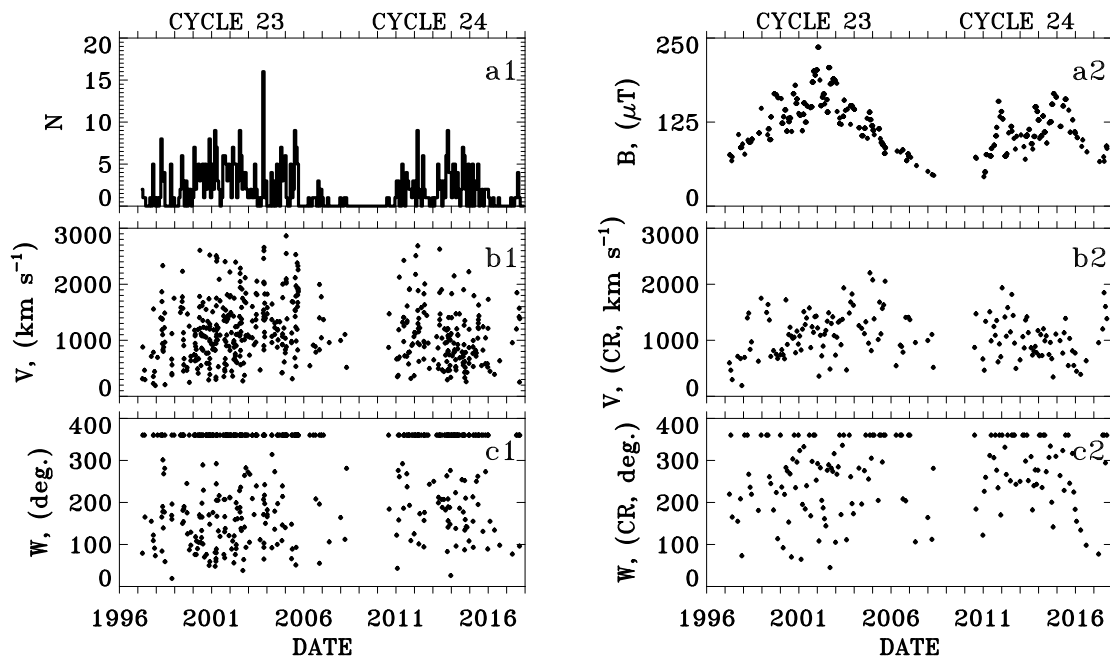


Рис. 1.

Межпланетное магнитное поле и его динамика хорошо описываются суммой вариаций наблюдаемых крупномасштабных полярных и не полярных фотосферных магнитных полей, являющихся видимым проявлением тороидальной и полоидальной компонент ГМП Солнца [3]:

$$B(r, t) = \left(\frac{B_+(t) + |B_-(t)| + B_p(t)}{2} \right) \times \left(\frac{1}{r} \right)^2, \quad (3)$$

где: t – временной масштаб усреднения равный одному Кэррингтоновскому обороту (КО); r – расстояние для каждого события рассчитанное по

формуле (2); B_+ и B_- – средние за t значения крупномасштабного не полярного фотосферного магнитного поля положительной и отрицательной полярности; B_p – средняя величина суммы полярных полей северного и южного полушарий.

На рис. 1 показаны: число РВ2 КВМ в каждом КО (рис. 1a1); значения их скорости (V) и угла раствора (W) в картинной плоскости (рис. 1b1 и 1c1) взятые из каталога РВ2 КВМ [7] и их средние за КО значения (рис. 1b2 и 1c2) и модели (3) ГМП (B , рис. 1a2) полученном по формулам (1 и 2) на расстояниях начала наблюдения РВ2 для каждого события. Каждая точка соответствует отдельному событию. Всего в 23 цикле наблюдалось 338, а в 24 – 180 РВ2 КВМ. Из приведенных зависимостей следует, что изменение числа РВ2 КВМ в КО и, соответственно, РВ2 различно в 23 и 24 циклах и их циклические изменения соответствуют ходу B в каждом цикле. Рост B от минимума к максимуму 23 цикла и последующий спад к минимуму 24 цикла сопровождается аналогичным изменением числа РВ2 КВМ за исключением пика, соответствующего экстремальным событиям октября 2003 г. В 24 цикле наблюдается два максимума B сопровождающихся ростом числа РВ2 КВМ в КО. Корреляция составляет 0.43 и 0.45 для 23 и 24 цикла. Максимальное число РВ2 КВМ (не считая пика в октябре 2003 г.) остается на одном уровне (9 РВ2 в КО) в обоих циклах. Распределения значений V и W отличаются в 23 и 24 циклах. В 23 цикле средние значения V выше на фазах роста и спада и понижаются с ростом B в максимуме. В 24 цикле средние значения V ниже, чем в 23 и они растут с ростом B на фазе роста, а затем резко снижаются с ростом B . Средние значения W больше в 24 цикле, чем в 23.

На рис. 2 показаны зависимости V и W для каждого РВ2 КВМ (рис. 2b1, 2b2, 2c1 и 2c1) и суммарного числа РВ2 КВМ в КО (рис. 2a1 и 2a2) от значений B на расстояниях начала регистрации каждого РВ2. И в 23, и 24 циклах можно выделить три периода в зависимостях, однако в 24 цикле эти периоды выделяются более четко. В то же время наблюдаются значительные различия в зависимостях параметров и числа РВ2 КВМ в 23 и 24 циклах. Поскольку ГМП ниже в 24 цикле, то и все зависимости смещены в сторону более низких значений B в 24 цикле. Максимальное число РВ2 КВМ в 23 цикле соответствует 140 μT , а в 24 – 110 μT . Средние за КО значения V и W , показаны сплошными линиями на рисунках 2b1, 2b2, 2c1 и 2c2. В 23 цикле средние значения V в зависимости от B распределены более равномерно, чем в 24 цикле. Средние значения W также ведут себя различно в 23 и 24 циклах. В 23 цикле средние величины W выше при низких, примерно, менее 100 μT и высоких, примерно, более 170 μT значениях B . От 100 μT до 170 μT наблюдается понижение средней величины W . В 24 цикле среднее значение W постепенно растет с ростом B до, примерно, 80 μT . Затем, примерно, до 140 μT остается приблизительно на одном уровне и потом уменьшается.

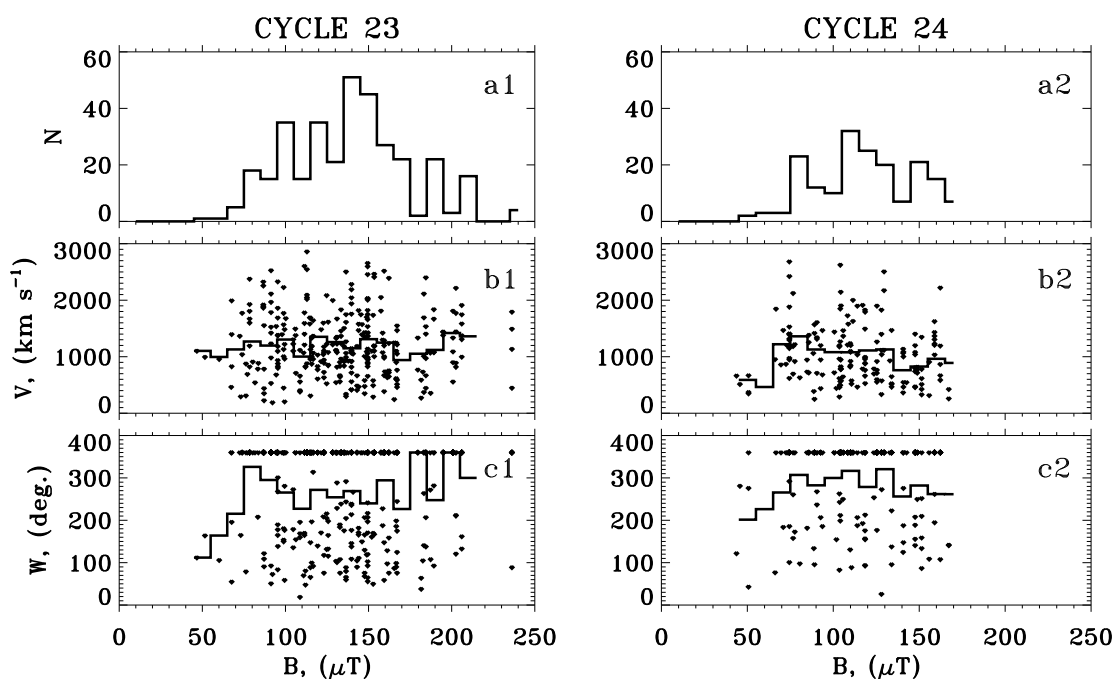


Рис. 2.

В заключение следует отметить, что в 24 цикле возросло не только число КВМ, но изменились и их зависимости от фотосферных магнитных полей [4]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что число РВ2 КВМ уменьшилось с 338 в 23-м цикле до 180 в 24-м. Частота, V и W РВ2 КВМ также отличаются в 23 и 24, хотя максимальное число РВ2 КВМ в КО остается одинаковым. В 24 цикле средняя V РВ2 КВМ ниже, а W выше, чем в 23. Циклические вариации РВ2 КВМ различаются в 23 и 24 циклах, отражая различное поведение магнитных полей в областях их генерации.

В работе использованы каталоги OMNI2 [8] и РВ2 КВМ [7]. Wilcox Solar Observatory data used in this study were obtained via the web site <http://wso.stanford.edu> at 2018:03:11 01:13:34 PST courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA.

Литература

1. *Bilenko I.A.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, V. 55, P. 1141.
2. *Bilenko I.A.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018, V. 58, P. 989.
3. *Bilenko I.A.* // *Solar Phys.*, 2018, V. 293, P. 106.
4. *Bilenko I.A.* // *Astrophys. J.*, 2020, V. 889, 1, 12 pp.
5. *Cliver E.W., Web D.F., Howard R.A.* // *Solar Phys.* 1999, V. 187, P. 89
6. *Gopalswamy N., Yashiro S., et al.* // *JGR*, 2001, V. 106, P. 29219.
7. *Gopalswamy N., Mäkelä P., Yashiro S.* // *Sun & Geosphere*, 2019, V. 14, n. 2, P. 111.
8. *King J.H. and Papitashvili N.E.* // *JGR*, 2005, V. 110, A02104.
9. *Mann G., Jansen F., MacDowall R.J., et al.* // *A&A*, 1999, V. 348, P. 614.
10. *Sharma J., Mittal N., Narain U.* // *JAA*, 2015, V. 4, P. 44.

ДИСКРЕТНЫЙ И НЕПРЕРЫВНЫЙ ВРЕМЕННЫЕ СПЕКТРЫ СОЛНЕЧНОЙ И ЗВЕЗДНОЙ АКТИВНОСТИ

**Бондарь Н.И.¹, Кацова М.М.², Пипин В.В.³, Степанов Р.А.⁴,
Соколов Д.Д.^{5,6,7}, Усоскин И.Г.⁸, Фрик П.Г.⁴**

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

²*ГАИШ, МГУ, Москва, Россия*

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

⁴*Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия*

⁵*Физический факультет МГУ, Москва, Россия*

⁶*ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия*

⁷*Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия*

⁸*Университет Оулу, Оулу, Финляндия*

DISCRETE AND CONTINUOUS SPECTRA FOR SOLAR AND STELLAR ACTIVITY

**Bondar' N.I.¹, Katsova M.M.², Pipin V.V.³, Stepanov R.A.⁴,
Sokoloff D.D.^{5,6,7}, Usoskin I.G.⁸, Frick P.G.⁴**

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

²*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

³*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

⁴*Institute of Continuous Media Mechanics, Perm, Russia*

⁵*Department of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

⁶*IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia*

⁷*Moscow Center of Fundamental and Applied Mathematics, Moscow, Russia*

⁸*University of Oulu, Oulu, Finland*

Observational data concerning solar and stellar activity are presented usually in terms of activity cycles. Analyses of solar activity data [1, 2] supported by corresponding analysis of magnetic activity data of the star V833 shows however that the wording activity cycle includes however two physically different phenomena. First one is represented by conventional solar 11-year cycle. Data accumulation results in a more and more pronounced peak in the integral wavelet spectrum which corresponds to this cycle. The phenomena of second type can be considered as elements of continuous temporal spectrum. We believe that the wording cycle is adequate for the phenomena of the first type only. Importance of this distinction for stellar and solar dynamo modeling is discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-23-24

Наблюдательные данные о солнечной и звездной магнитной активности обычно описываются как набор циклов активности. Однако анализ наблюдательных данных о солнечной активности [1], поддержанный аналогичным анализом [2] данных о магнитной активности звезды V833 Tau, для которой имеются данные фотометрических наблюдений более чем за столетие, показывают, что под названием циклов активности скрываются

два хотя и родственных, но различных физических явления. Одно из них представляет собой хорошо известный 11-летний (с учетом полярности являющийся 22-летним) цикл солнечной активности. При накоплении наблюдательных данных о солнечной активности и построении интегрального спектра вариаций этой активности методами вейвлет-анализа часть спектра, соответствующая этому временному масштабу, становится все более выраженной и формирует максимум спектра, который можно сравнить со спектральной линией в оптическом спектре излучения какой-либо звезды.

Другой тип вариаций активности представлен в результатах вейвлет-анализа в виде спектральных деталей, которые от цикла активности к циклу существенно меняют свою интенсивность и положение в спектре. По мере накопления наблюдательных данных эти спектральные детали заполняют непрерывный спектр, в котором формируется участок со степенным наклоном спектра. Такие степенные участки характерны для флуктуаций в различных турбулентных и конвективных системах. Эти участки спектра можно сравнить, конечно, принимая во внимание огромное различие во временных масштабах, с континуумом в излучении различных небесных тел.

Конечно, флуктуации, отвечающие непрерывному спектру, являются реальными в том смысле, что они не являются артефактом наблюдений активности. Однако, по нашему мнению, солнечным или звездным циклом лучше называть лишь вариации активности, принадлежащие к дискретному спектру, т.е. к спектральным линиям.

Ставшее общепринятым теоретическое объяснение дискретных составляющих спектров активности состоит в их отождествлении с собственными значениями уравнений звездного или солнечного динамо. Так же, как и спектральные линии излучения, эти спектральные линии имеют конечную ширину, которая отражает флуктуации управляющих параметров солнечного или звездного динамо или иные явления того же порядка. Поэтому каждая спектральная линия требует специального теоретического объяснения. Построение моделей динамо, объясняющих многочисленные характерные времена, предлагавшиеся при интерпретации данных о солнечной и звездной активности, является сложной проблемой. Напротив, понимание этих вариаций как элементов непрерывного спектра не требует специальных физических механизмов для каждого элемента спектра.

Работа частично поддержана грантами РФФИ (8518-02-00085, 19-02-00191) и Финской Академии № 321882 (ESPERA).

Литература

1. *P. Frick, D. Sokoloff, R. Stepanov, et al.* Spectral characteristic of mid-term quasi-periodicities in sunspots data // *MNRAS*, 491, 4, 5572-5578, 2020.
2. *Stepanov R., Bondar' N.I., Katsova M.M., et al.* Wavelet analysis of the long-term activity of V833 Tau // *MNRAS*, 495, Issue 4, pp.3788-3794, 2020.

ПОИСК ВСПЫШЕК У G-M КАРЛИКОВ ПО НАЗЕМНЫМ ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ БАЗАМ ДАННЫХ

Бондарь Н.И.¹, Кацова М.М.², Шляпников А.А.¹

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия*

²*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

SEARCH FOR FLARES ON G-M DWARFS FROM PHOTOMETRIC DATABASES

Bondar' N.I.¹, Katsova M.M.², Shlyapnikov A.A.¹

¹*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia*

²*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

We carried out a search for flares from an analysis of light curves of 12 active G, K and M dwarfs, compiled from the ground-based photometric databases for 2000-2020. Events of low-amplitude brightenings (up to 0.25^m), which could be possible flares, were revealed for 11 stars. The largest number of such brightenings was found in K dwarfs. Increases in V-magnitudes by 0.5^m or more, i.e. possible high-amplitude flares were rarely observed. They were found for two late M dwarfs and for one G star, BE Cet. Most of the probable flares are short-lived, 0.5–2 minutes, but there are a few flares with the duration of tens of minutes or more than an hour.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-25-28

Введение

Вспышки на звёздах нижней части главной последовательности являются нерегулярным, стохастическим явлением, и для их обнаружения требуется систематический многочасовой мониторинг блеска звёзд в течение ночи. Фотометрические базы All-Sky Automated Survey (ASAS) [1], Super-WASP (SW) [2], Kamogata Wide-field Survey (KWS, [<http://kws.cetus-net.org/~maehara/Vsdata.py>]) содержат обширные данные с 2000 г. по настоящее время для большого числа звёзд. Нередко на кривых блеска, построенных по этим данным, заметны повышения яркости, которые при изучении систематической переменности обычно рассматриваются как вспышки или выбросы и исключаются из дальнейшего анализа данных.

В данной работе приведены результаты поиска возможных вспышек у 12 G-M активных карликов, их амплитуды и оценки длительности.

Объекты исследования и источники данных

Мы выбрали 12 G–M звёзд с высокой активностью, у которых $6.4^m < V < 13^m$. Наиболее яркими в выборке являются G звёзды. При отборе учитывалось, что ошибки данных возрастают как для слабых звёзд, так и для звёзд ярче 8^m . В каждую спектральную группу включено 4 звезды, две

G звезды, BE Cet и MN UMa, являются аналогами Солнца [3]. В группу K карликов включены активные звёзды типа BY Dra, V833 Tau и OU Gem. В группе M карликов – известные высокой вспышечной активностью звёзды AU Mic, EV Lac, YZ CMi, а также GJ 1243, у которой по внеатмосферным наблюдениям обнаружено большое число вспышек [4].

Ряды данных фотометрических каталогов ASAS, SW, KWS включают несколько серий сравнительно непрерывных наблюдений блеска, разделенных интервалами в десятки дней и более, что связано с сезонной видимостью объекта или другими обстоятельствами. В каталогах ASAS и KWS в даты наблюдений приведены одна или несколько оценок блеска. По этим каталогам можно установить дату возможной вспышки и оценить её амплитуду. В каталоге SW представлены результаты непрерывной регистрации блеска в дату наблюдений в течение нескольких часов с разрешением ~ 0.5 мин, что позволяет получить профиль возможной вспышки, определить момент максимума, её амплитуду и длительность.

Поиск возможных вспышек

Для исследуемых звёзд строились кривые блеска по всем данным каталога и для отдельных серий, а также фазовые кривые с периодом вращения, что позволяло учесть переменность, вызванную присутствием пятен.

Отбор событий с повышенным блеском, вызванным возможной вспышкой, выполнен согласно условию, что $\Delta V = V_{\max} - V_{\text{ср.}} > 2.5\sigma$, где $V_{\text{ср.}}$ – среднее значение блеска на временном интервале выбранной серии наблюдений (для данных каталога SW это время наблюдений в течение ночи), σ – стандартное отклонение рассмотренного ряда данных. В большинстве случаев к возможным вспышкам отнесены повышения яркости, зарегистрированные не менее чем в двух последовательных наблюдениях.

В группе G звёзд у HD 168443 (G6V, $V = 6.92$) и HD 4747 (G9V, $V = 7.16$) по каталогу ASAS найдены повышения блеска в пределах $3-4\sigma$ (2 и 4 события соответственно). Два события, превышающие 95% уровень, зарегистрированы у HD 168443 по каталогу KWS. У звезды BE Cet (HD 1835, G3V, $V = 6.39$) по данным этого каталога наблюдались 4 повышения блеска до 0.5^m в 2007–2009 гг. У другого аналога Солнца, звезды MN UMa (HD 97334, G1V, $V = 6.41$), вспышек не обнаружено.

У K-карликов число кратковременных событий повышения блеска на $0.05-0.2^m$ ($2.5-4\sigma$), возрастает. У OU Gem (K3V, $V = 6.75$) зарегистрировано 5 возможных вспышек по каталогу KWS и одна по данным ASAS. У BC Ari (K1V, $V = 7.62$) 4 события по KWS, столько же событий у V869 Mon (K2V, $V = 7.17$) и около 6 поярчаний длительностью $0.5-2$ мин с амплитудой $0.1-0.15^m$. Серия наблюдений звезды в 2019–2020 гг. приведена на рис. 1. По каталогу ASAS также выявлено 8 событий, когда поярчания превышали уровень 3σ . У V833 Tau (K2V, $V = 7.9$) по каталогу ASAS вы-

делено 5 событий с амплитудой $0.06\text{--}0.15^m$ ($2.5\text{--}6\sigma$), и 9 всплесков на $0.06\text{--}0.1^m$ по каталогу KWS. По каталогу SW выявлено 4 повышения блеска на

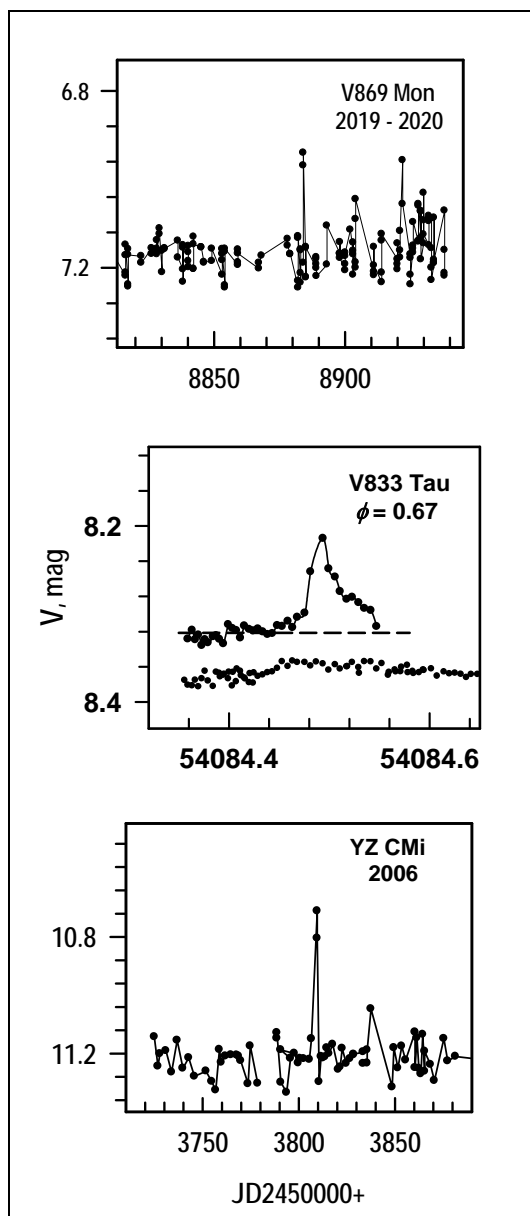


Рис. 1. Примеры регистрации вспышек по серии наблюдений у V869 Mon (каталог KWS), V833 Tau (со звездой сравнения, каталог SW) и YZ CMi (каталог ASAS).

составила 33 мин. Звезда GJ 1243 (M4, $m_{Kp} = 12.7$) по данным *Кеплер* активно вспыхивающая [4]. На кривых блеска по каталогу SW мы нашли 9 случаев повышения яркости на $0.05\text{--}0.2^m$ при точности регистрации $0.01\text{--}0.02^m$. Одна из камер зарегистрировала поярчение на 0.1^m , которое длилось в течение 1.14 часа.

$0.06\text{--}0.1^m$, что при точности наблюдений 0.007^m позволяет уверенно говорить о регистрации малоамплитудных вспышек. Для подтверждения того, что регистрируемые повышения блеска являются вспышками, проведено сравнение кривых блеска звезды и звезды сравнения 1SWASP J043644.55+271519.3 на интервале развития вспышки. На рис. 1 (центральная панель) представлена вспышка с амплитудой 0.11^m длительностью около 1.6 часа.

Все 4 звёзды в группе M карликов известны как вспыхивающие. У YZ CMi (M4.5, $V = 11.22$) по каталогу ASAS мы нашли три случая возрастания блеска на $0.14\text{--}0.17^m$ и одно повышение на 0.5^m (рис. 1, нижняя панель). По каталогу KWS выявлено 7 случаев повышения блеска на $0.2\text{--}0.3^m$, что при стандартном отклонении $0.06\text{--}0.1^m$ составляет $3\text{--}4\sigma$, и в одну дату зарегистрировано поярчение на 0.67^m . У AU Mic (M1, $V = 8.63$) по каталогу ASAS вспышек не обнаружено, данные из SW имеют большие ошибки и не рассматривались, по каталогу KWS выделено 7 событий с поярчениями на $0.14\text{--}0.24^m$ относительно среднего значения, что соответствует $2.5\text{--}4\sigma$, и одно поярчение на 0.32^m . У EV Lac (M4, $V = 10.26$) по данным KWS одно событие с повышением блеска на 0.18^m (4σ) и одно значительное поярчение на 1.08^m , если это реальная вспышка, её длительность

Заключение

Изучение кривых блеска по трём наземным фотометрическим каталогам ASAS, SW, KWS у 12 G–M активных карликов показало, что только у одной звезды MN UMa (HD 97334, G1V) не было повышений блеска, превышающих 95% уровень значимости. У остальных звёзд выявлено по несколько случаев малоамплитудных (до 0.25^m) поярчаний, которые, возможно, не являются классическим вспышкам, но кратковременными всплесками. Такие поярчания характерны для K-карликов, у исследованных нами звёзд этой группы отмечено наибольшее их число, 35 событий, но нет ни одной потенциальной вспышки большей амплитуды. У M карликов, учитывая меньшую точность наблюдений, к малоамплитудным мы относим поярчания до 0.3^m. В этой группе выявлено 27 таких событий. Повышений блеска на 0.5^m и более, т.е. возможные высокоамплитудные вспышки, наблюдались редко: у G звезды VE Cet и у M-карликов YZ CMi (2 события) и одно у EV Lac. Для подтверждения реальности вспышек важно провести совместный анализ кривых блеска исследуемых звёзд и звёзд сравнения.

Оценки длительности вспышек весьма приблизительны, в большинстве случаев не более 2 мин., у нескольких вспышек – десятки минут, у двух – более часа.

Наземные фотометрические базы данных могут быть использованы для статистических исследований вспышечной активности звёзд, но малоэффективны для изучения физических характеристик вспышек.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 19-02-00191). Авторы благодарны за возможность использования ресурса International Variable Star Index (VSX), поддерживаемого AAVSO, Cambridge, Massachusetts, USA.

Литература

1. *Pojmanski, G.* // Acta Astron., 1997, 47, 467.
2. *Butters O.W., West R.G., Anderson D.R., et al.* // Astron. Astrophys., 2010, 520, L10.
3. *Radick R.R., Lockwood G.W., Henry G.W., et al.* // ApJ, 2018, 855, 75.
4. *Hawley S.L., James R. A. Davenport J.R.A., et al.* // ApJ, 2014, 797, 121.

СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ В КУФ И РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНАХ ПО СПУТНИКОВЫМ ДАННЫМ SDO И TIMED

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт
им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

SOLAR FLARES IN THE EUV AND X-RAY RANGES ACCORDING BY SDO AND TIMED SATELLITE DATA

Bruevich E.A., Yakunina G.V.

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

In this work observational data of the Solar Dynamics Observatory (SDO) and TIMED spacecraft (Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere Energetics and Dynamics) have been studied simultaneously with radiation in the 0.1–0.8 nm X-ray range from GOES-15 satellite observations. Fluxes in the Lyman series spectral lines and their variations in solar cycles 23 and 24 are analyzed. The analysis of five flares (X-class) according to GOES-15 and SDO/EVE observational data in 24-th cycle of solar activity (2011–2012) has been done.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-29-32

Космический аппарат SDO был выведен на орбиту в августе 2010 г. для измерения солнечного коротковолнового УФ-излучения (КУФ-излучения). Один из его приборов EVE (The Extreme Ultraviolet Variability Experiment) проводит наблюдения с высоким спектральным разрешением, получает изображения каждую секунду с высокой точностью. Измерения проводятся в спектральном диапазоне 0,1–105 нм и позволяют детально изучать как вспыхивающую активность Солнца, так и изменчивость фонового потока в диапазоне EUV в 24 цикле [1]. Яркость Солнца в этой области меняется в сотни и тысячи раз. Данные SDO/EVE характеризуются однородностью и высоким пространственным, спектральным (0,1 нм) и временным разрешением (10 сек).

Наиболее длительные ряды потоков во вспышках (с 1978 г.) доступны из наблюдений в линиях рентгеновского излучения на спутниках серии GOES. Спутник GOES-15 проводит наблюдения вспышек с начала 2010 г. В работе использованы данные о вспышках в SXR излучении в диапазоне 1–8 Å одновременно с данными о вспышках, наблюдаемых на SDO. EUV (Extreme Ultra Violet) и рентгеновское излучение Солнца – основные факторы, которые существенно меняют свойства верхней атмосферы Земли. Мы исследовали потоки во вспышках в водородных линиях серии Лаймана и их изменения в 23-м и 24-м циклах солнечной активности.

Результаты исследований SDO позволят более глубоко понять роль, которую играют вариации Солнца в изменениях химического состава ат-

мосферы и климата Земли. Ранее важность подобных измерений для прогнозов космической погоды была продемонстрирована на спутнике TIMED/SEE) в области спектра 27–105 нм (запуск 2001 г.) [2]. Основной задачей эксперимента SEE (Solar EUV Experiment) являлось изучение изменений КУФ-излучения Солнца, поглощаемого в ионосфере Земли, важное для модельных исследований атмосферы Земли. Результаты измерений КУФ-излучения Солнца на спутнике TIMED/SEE за период 2002–2009 гг. приведены в работе [3]. Показано, что излучение в этой спектральной области изменяется по-разному для разных линий от максимума до минимума в 23 цикле. Поток излучения в линии L_{α} снизился от максимума к минимуму примерно в 1,8 раза в 23 цикле и в 1,5 раза в 24 цикле, см. рис. 2 в [3]. Вариации солнечной активности сопровождались изменениями не только интенсивностей линий, но изменялись их профили: полуширины, наличие “крыльев” и т.д.

В работе [4] проанализированы 115 больших вспышек классов M5 – X7. Большинство крупных вспышек произошло в фазе подъема и в максимуме 24 цикла. Для самой большой вспышки на ветви роста 24 цикла (X6.9 09.08.2011 г.) показано, что наблюдается сдвиг моментов начала вспышки в КУФ линиях относительно момента начала вспышки в области 0,1–0,8 нм. Для линий 9,4 нм и 13,3 нм сдвиг составил около 3–4 мин, около 5–6 мин относительно времени начала вспышки в спектральной линии 30,4 нм и около 7–8 мин относительно времени начала вспышки в спектральных линиях 30,4 нм, 17,1 нм, 19,5 нм, 28,4 нм и 33,5 нм.

Водородные линии серии Лаймана дают важную диагностическую информацию о динамике хромосферы, но систематических исследований их изменчивости во время вспышек было мало. В настоящей работе мы приводим результаты исследования пяти вспышек в 24 цикле солнечной активности в линиях нейтрального водорода: L_{α} (121.6 nm), L_{β} (102.57 nm), L_{γ} (97.25 nm) and L_{δ} (94.97 nm).

Таблица 1. EUV-потоки в линиях нейтрального водорода.

| | Координаты АО | L_{α} 10^{-3} 121.6 нм | L_{β} 10^{-4} 102.6 нм | L_{γ} 10^{-5} 97.3 нм | L_{δ} 10^{-5} 95.0 нм |
|----------------------|--------------------|---------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|
| 03.11.11 X1.9/2B | N22E63 AR 11339 | 8.3 | 1.08 | 2.9 | 1.8 |
| 15.02.11 X2.2/2B | S20W15 AR11158 | 7.6 | 0.91 | 2.35 | 1.44 |
| 05.03.12 X1.1/2B | N17E52 AR11429 | 7.8 | 0.89 | 2.1 | 1.2 |
| 07.03.12 X5.4/2B | N17E27 AR11429 | 8.6 | 1.2 | 2.35 | 2.2 |
| h09.08.11 X6.9/2B | N17W69 AR11263 | 7.6 | 0.76 | 1.8 | 1.07 |

В таблице 1 представлены изменения EUV-потоков в исследуемых вспышках на ветви роста 24 цикла. В течение вспышки потоки заметно меняются. Высокое временное разрешение позволяет исследовать поведение линий водорода во время вспышек. Изменение линий происходит по-разному. По-видимому, это связано с изменениями физических условий излучающей среды во вспышках разных баллов.

Исследуемые вспышки в КУФ-диапазоне показывает основной максимум через несколько минут после излучения в SXR, наблюдаемого на GOES-15. Также в этих вспышках выделяется вторичный максимум в EUV-диапазоне через несколько минут после основного (EUV-максимум смещен на 3–7 мин после максимума основного в SXR, в вторичный EUV-максимум смещен еще на 5 мин).

Солнечные вспышки представляют собой взрывной процесс высвобождения большого количества энергии. Они вызывают изменения в структуре магнитных полей в соответствующей активной области (АО) и процесс их перестройки. В течение вспышки магнитное поле высвобождает энергию и перестраивается в более простую конфигурацию. Появляется все больше доказательств, подтверждающих, что магнитное пересоединение в солнечной короне – основной источник вспышек [5–7].

В качестве примера на рис. 1 приведено изменение КУФ-потоков в линиях нейтрального водорода во вспышке **15.02.11 X2.2**. Видно, что профили линий заметно отличаются. Отличаются и интенсивности и полуширина линий. Возможно, это указывает не только на неоднородность излучающей среды, но и на переменность самих неоднородностей.

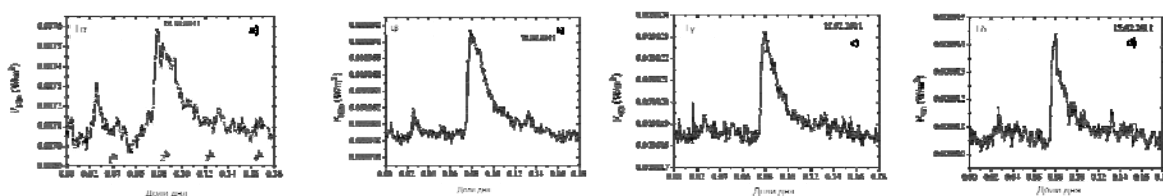


Рис. 1. Потоки в линиях водорода во вспышке 15.02.2011: а) L_{α} (121.6 нм), б) L_{β} (102.6 нм), в) L_{γ} (97.3 нм) и д) L_{δ} (95.0 нм). Основной максимум в EUV наблюдался через 2 мин после излучения в SXR. Продолжительность вспышки в SXR около 30 мин.

Совместные наблюдения SDO/EVE с другими космическими аппаратами и наземными приборами помогут понять нерешенные проблемы выделения и переноса энергии во время солнечных вспышек. В течение последних лет эксперимент по исследованию ультрафиолетового излучения на борту SDO/EVE позволяет следить также за изменениями в ионосфере и термосфере Земли. Диапазон SDO/EVE содержит много линий, которые являются важными для диагностики самой нижней солнечной атмосферы во время импульсной фазы вспышки. Кроме того, эмиссионные линии могут использоваться для отслеживания изменений температуры и плотности

в короне. Высокая точность наблюдений EVE имеет решающее значение для понимания ускорения частиц и механизмов передачи энергии во время солнечных вспышек, и их геоэффективности.

Водородные линии серии Лаймана дают важную диагностическую информацию о динамике хромосферы, но систематических исследований их изменчивости во время вспышек было мало. Одновременные наблюдения линий нейтрального водорода (L_α с L_β , L_γ , L_δ) и других хромосферных линий могут быть ценным инструментом исследования нагрева нижней солнечной атмосферы [5]. На фазе спада в КУФ-излучении солнечных вспышек появляется второй пик через десятки минут и до нескольких часов после пика в SRX. Впервые он был замечен в эксперименте по изменению EUV излучения на борту обсерватории SDO. Излучение на поздней фазе происходит из второго набора более длинных петель, которые выше, чем основные вспышечные петли [6]. Длительный процесс охлаждения в поздних вспышечных петлях можно хорошо объяснить наличием эмиссии на поздней фазе EUV. Но может быть, это дополнительный нагрев в длительной фазе спада [7]. Можно предположить, что существует длительный процесс охлаждения в поздних вспышечных петлях.

Выводы

1. Продолжительность вспышек в EUV-диапазоне в линиях водорода значительно больше, чем в рентгеновском диапазоне, по-разному изменяются интенсивности линий, их профили, ширина.

2. Основной максимум наблюдается через несколько минут после излучения в SXR. Выделяется вторичный максимум в EUV-диапазоне через несколько минут после основного (в исследуемых вспышках EUV-максимум смещен на 3–7 мин после максимума основного в SXR, вторичный смещен еще на 5 мин).

3. Не все корональные петли в АО связаны со вспышкой. Петли существуют на разных высотах. На поздней фазе вспышки наблюдаются более высокие петли.

Литература

1. Woods T.N. et al. // Solar Phys., 2012, **275**, 115.
2. Woods, T.N. et al. // Space Phys., 2005, **110**, no. A1, id A01312.
3. Bruevich E.A., Kazachevskaya T.V., Yakunina G.V. // G&A, 2019, **59**, 1048.
4. Bruevich E.A., Kazachevskaya T.V., Yakunina G.V. // G&A, 2017, **57**, 1077.
5. Milligan R., Chamberlin P. // A & A, **587**, A123.
6. Li Y. et al. // Aph. J., 2014, **793**:85 (11 pp).
7. Brown S.A., Fletcher L., and Labrosse N. // A&A, 2016, **596**, A51.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ В УГОЛЬНЫХ ШАХТАХ. КОСМОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ. II.

Василенко Т.А.¹, Довбнич М.М.², Кириллов А.К.³, Мендрий Я.В.²

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

²*НТУ “Днепровская политехника”, Днепр, Украина*

³*Институт физики горных процессов НАН Украины, Днепр, Украина*

SPATIO-TEMPORAL ANALYSIS OF EMERGENCY EVENTS IN COAL MINES. COSMOPHYSICAL ASPECTS. II.

Vasilenko T.A.¹, Dovbnich M.M.², Kirillov A.K.³, Mendrii I.V.²

¹*St. Petersburg's Mining University, St. Petersburg, Russia*

²*National Technical University “Dnipro Polytechnic”, Dnipro, Ukraine*

³*Institute for Physics of Mining Processes, NAS of Ukraine, Dnipro, Ukraine*

The method for calculation of the attributes of the wave field obtained during 3D seismic exploration (coherence and curvature) allows identification of the zones of low-amplitude tectonic disturbances of the massifs where the accidents have occurred.

Based on a detailed analysis of the space weather, the conclusion is made that according to the results of the studies of the events in the Krasnolimanskaya mine (Ukraine), the temporary localization of accidents is caused by active processes in the solar atmosphere, near-Earth space and ionosphere. Quasiperiodic oscillations were revealed in the power spectrum of the time series of the neutron monitor data, which correspond to the natural mechanical oscillations of the Earth.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-33-36

В первой части нашего исследования [1] представлены результаты, полученные 3-D методикой, обеспечивающей высокую чувствительность при регистрации мелкоамплитудных нарушений в угольных пластах сейсмоакустическими методами [2]. Совместный анализ локализации аварий, спектров мощности потока галактических космических лучей и факторов «космической погоды» позволил связать моменты аварии на шахте Краснолиманская (Донецкий угольный бассейн) 26-27.10.2015 г. и временные изменения событий в атмосфере Солнца, межпланетном пространстве, магнитосфере и ионосфере Земли с возмущениями литосферы.

На втором этапе исследования связи аварийных ситуаций на полях шахты Краснолиманская с факторами солнечной погоды в 2007 и 2008 гг. обращается внимание на вариации периодических составляющих в спектрах мощности потока галактических космических лучей (ГКЛ) в свете концепции собственных механических колебаний Земли.

Авария 23.05.2008, которая привела к гибели 11 горняков, произошла согласно атрибутам 3D сейсмического зондирования в точке минимума

когерентности и максимума интенсивности скальвающих (сдвиговых) напряжений угольного пласта l_3 (рис. 1а). Именно здесь обнаружена область нарушения пласта и скопления метана.

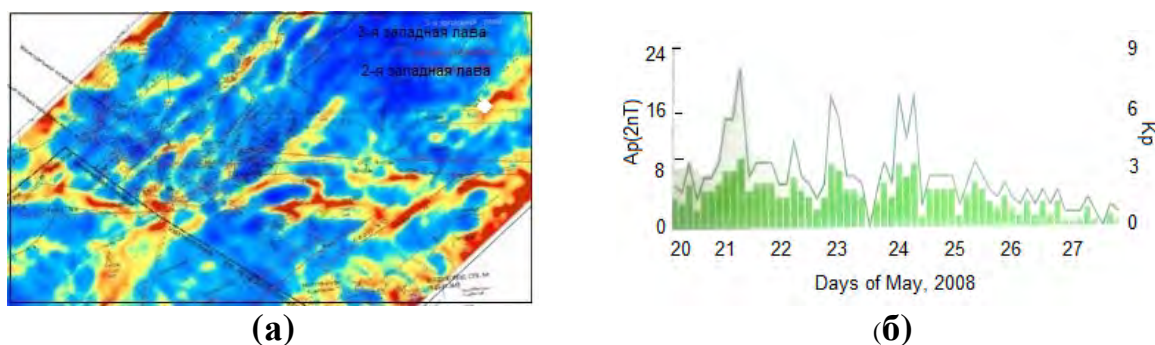


Рис. 1. Срез когерентности сейсмоакустического сигнала ш. Краснолиманская на уровне пласта l_3 . Символом \diamond отмечено место аварии 23.05.2008 (а); График 3-х часовых значений индекса K_p и a_p с 20.05.2008 по 28.05.2008. (ISGI, Strasbourg, France)

Наблюдалось совпадение аварии по времени с повышенной геомагнитной активностью (рис. 1б). В интервале рассматриваемых квазипериодических составляющих флуктуаций ГКЛ 22–23 мая и 25–26 мая наблюдались процессы перекачки энергии от низкочастотных компонент ($P = 84$ мин) к высокочастотным ($P = 14$ и 9 мин). То есть, вариации периодов квазипериодических колебаний показаний нейтронного монитора (Oulu, Finland) свидетельствует о возможных газодинамических явлениях в угольном пласте, связанных с реакцией литосферы на вариации геомагнитного поля и состояние ионосферы. Возможно, колебания с периодом 84 мин вызваны перестройкой магнитного поля и вспышечной активностью в атмосфере Солнца 22 мая. Увеличение мощности длиннопериодных колебаний 25–26 мая в спектре нейтронного монитора вызваны выходом активной области (AR10997) на центральный меридиан, когда она стала наиболее геоэффективной. Среди периодических составляющих можно выделить компоненты, соответствующие модам собственных колебаний Земли $P < 1$ час, и сейсмо-гравитационным колебаниям $P > 1$ час [3, 4].

Авария 9.05.2007 произошла в 5:40 на шахте «Краснолиманская» на горизонте 900 м в 7-й южной лаве пласта k_5 . В результате взрыва метано-воздушной смеси получили ожоги 14 шахтеров, 4 человека скончались. Выброс метана с последующим возгоранием произошел в момент, близкий к моменту восхода Солнца, и совпал по времени с прохождением активной области AR10955, которая находилась на геоэффективных долготах вблизи центра диска Солнца. Согласно данным GOES одна из рентгеновских вспышек практически совпала с моментом выброса метана и его возгоранием. В этот день также произошла смена полярности секторной структуры ММП с отрицательной на положительную. Скорость солнечного ветра оставалась на уровне 600 км/с. (рис. 2).

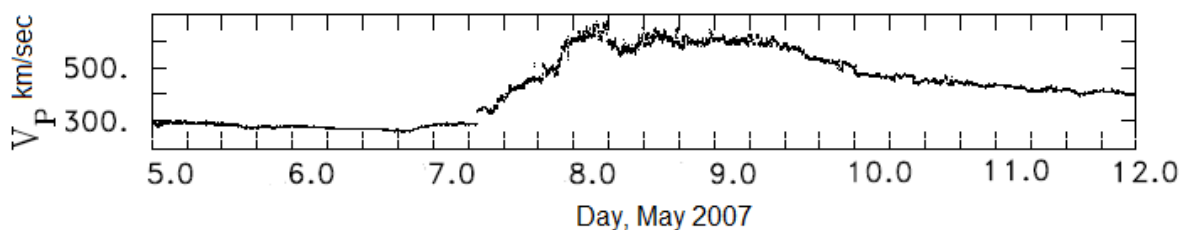


Рис. 2. Скорость солнечного ветра 5–11 мая 2007 г. по данным ИСЗ ACE

При более детальном рассмотрении удалось в спектрах мощности ГКЛ выделить низкочастотные компоненты квазипериодических колебаний, которые были соотнесены с собственными механическими колебаниями Земли.

5 мая. Наиболее мощной компонентой в спектре мощности оказалась мода ${}_2S_1$ собственных сфероидальных сейсмических колебаний Земли с периодом $P = 41$ мин. Следующим по мощности является пик с $P = 26$ мин, который совпадает с периодом гармоники ${}_0S_2$. Остальные пики также соответствуют периодическим составляющим, наблюдаемым в процессах различной природы [3].

6 мая. Самые высокие пики в спектре мощности имеют периоды $P = 128$ и 30.6 мин. Однако наблюдается основная мода сфероидальных колебаний Земли ${}_0S_2$ с периодом 57 мин.

7 мая. Наиболее мощные компоненты относятся к $P = 102$ и 16 мин. Компоненты с периодами, близкими к 55 и 30 мин, сохранились в спектре мощности. Именно в этот день начался рост скорости солнечного ветра, который продолжался и 8 мая.

8 мая. Появилась низкочастотная компонента колебаний с квазипериодом 292 мин. Наиболее мощный пик имеет $P = 20.5$ мин в высокочастотной области спектра, несмотря на первоначальное сглаживание временного ряда. Основная мода сфероидальных собственных колебаний Земли ${}_0S_2$ отсутствует в спектре. Появились пики, которые можно сопоставить с крутильными колебаниями Земли ${}_0T_2$ и ${}_0T_4$, имеющими периоды 44.2 и 21.7 мин соответственно.

9 мая. Мощность самых низкочастотных колебаний снизилась по сравнению с 8 мая. Наиболее мощный пик приходится на $P = 78$ мин. Основная мода собственных крутильных колебаний Земли ${}_0T_2$ с периодом $P = 46$ мин и мода ${}_0T_4$, имеющая период $P = 22.5$ мин, сохранились в спектре мощности показаний нейтронного монитора.

10 мая. Этот день является наиболее спокойным по данным солнечной и геомагнитной активности. Ни одной вспышки в рентгене не наблюдалось. В спектре колебаний показаний нейтронного монитора выделяются периоды, которые можно соотнести с модами сфероидальных собственных колебаний Земли ${}_0S_4$ с $P = 25.8$ мин и модой ${}_0T_2$ крутильных колебаний с

$P = 44$ мин. Первая из них имеет наибольшую высоту пика в спектре мощности, несмотря на сглаживание исходного временного ряда.

11 мая. Через два дня после события в шахте установился режим, когда в спектре показаний монитора наблюдались колебания с периодами, не превышающими $P = 102$ мин. Эта компонента и более высокочастотная с $P = 22$ мин являются самыми мощными в спектре. Остальные можно отнести к модам сфероидальных собственных колебаний Земли, включая основную моду ${}_0S_2$. Пик с $P = 22$ мин можно отнести к моде ${}_0T_4$ крутильных собственных колебаний Земли.

Авария на шахте Краснолиманская произошла ранним утром 9 мая 2007 г. незадолго до восхода Солнца (около 20 мин). Внутрисуточная временная локализация аварийных событий в значительной мере обусловлена внешними факторами. Одним из таких триггеров выступает возмущенность электромагнитного фона, обусловленная состоянием ионосферы [5]. В данном случае имеются основания предположить, что выброс метана совпал по времени с прохождением терминатора – границы освещенности Земли Солнцем. Такие явления наблюдаются как в высокочастотной области при ухудшении прохождения УКВ волн при дальней радиосвязи, так и в области низкочастотных шумановских колебаний [6]. В утренние часы наиболее резко происходит изменение концентрации электронов в ионосфере по сравнению с вечерним временем после захода Солнца.

Выводы

Весь комплекс событий “космической погоды”, рассмотренных в нашем исследовании, позволяет утверждать, что вариации потока ГКЛ, измеряемых с помощью нейтронного монитора, обусловлены событиями в солнечной атмосфере, межпланетном пространстве и магнитосфере Земли. Тем более что в день аварии 9.05.2007 г. произошла смена полярности ММП. Наблюдаются компоненты, которые можно отнести к собственным сейсмическим колебаниям Земли. Происходила эволюция собственных механических колебаний Земли от сфероидальных компонент к крутильным в процессе прохождения возмущениями межпланетной среды земной орбиты.

Литература

1. *Василенко Т.А. и др.* XXIII Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019». Труды. СПб, 2019. С. 71-74.
2. *Довбнич М.М., Мендрий Я.В., Виктосенко И.А.* // *Geoinformatica*, 2012, № 1(41), 32-38.
3. *Панчелюга В.А., Панчелюга М.С.* // *Биофизика*, 2015, 60(2), 395–410.
4. *Shved G.M., Petrova L.N., Polyakova O.S.* // *Annales Geophysicae*, 2000, № 18, 566-572.
5. *Sorokin V.M., Yashchenko A.K., Novikov V.A.* // *Earthquake Science*, 2019, 32, 26–34.
6. *Николаенко А.* // *Радиофизика и электроника*, 2007, 12(2), 345-355.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ПРОТОНОВ ПО СПЕКТРАМ ГАММА-КВАНТОВ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Васильев Г.И.

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

DETERMINATION OF THE PROTON SPECTRUM FROM GAMMA-RAY SPECTRA DURING SOLAR FLARES

Vasilyev G.I.

Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

The gamma-quanta, arising during solar flares in the interaction of accelerated protons with the photosphere and deeper layers of the Sun, emerge into interplanetary space from a thickness of several tens of g/cm^2 . A large contribution to the formation of the spectra is made by the 2.223 MeV line formed during the formation of 2H . A gamma quantum can leave the Sun without interaction or after one or more Compton scattering. The thermalization time of neutrons forming 2H depends on the temperature and density of the environment. Calculations of the angular, energy and time distributions of gamma quanta escaping into interplanetary space have been carried out. A technique is being considered for the determination of the proton spectrum by the spectra of gamma quanta, taking into account gamma quanta with energies above 0.5 MeV

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-37-40

Введение

В данной работе рассматриваются солнечные вспышки, в которых основной вклад в формирование спектров гамма-квантов, выходящих в межпланетное пространство, дают ядерные взаимодействия протонов с фотосферой и более глубокими слоями фотосферы. Для определения спектров протонов используется моделирование взаимодействия с подбором параметров энергетического спектра дающих максимальное совпадения интенсивностей расчетных и экспериментальных гамма-линий (см., например, [1]) без учета температуры окружающей среды. Такой метод не всегда применим. Так, например, в период с 2006–2015 гг. в космических экспериментах с магнитными спектрометрами PAMELA и AMS2 зарегистрировано 35 солнечных протонных вспышек с энергиями выше ~80 МэВ. Только в одной вспышке наблюдалась линия 2.223 МэВ [2]. В настоящей работе описывается метод определения спектра протонов по соотношению интенсивностей потоков гамма-квантов в заданных энергетических диапазонах. При этом обеспечивается более полное использование экспериментальных данных, т.к. учитываются не только гамма-кванты в линиях, но и в континууме. При таком подходе можно использовать экспериментальные данные, полученные приборами с относительно низким энергетическим разрешением.

Метод

С помощью пакета GEANT4 [3] выполнены расчеты спектров выходящих в межпланетное пространство гамма-квантов, образованных в результате взаимодействия протонов солнечных космических лучей с фотосферой и более глубокими слоями Солнца. Гамма кванты, образованные в результате снятия возбуждения ядер и распада нейтральных пионов, могут проходить без взаимодействия толщ в несколько десятков г/см². Достоверные данные о плотности и температуре Солнца ниже фотосферы отсутствуют, поэтому они считались постоянными. От плотности и температуры зависят скорость и глубина образования ²H. При большей плотности уменьшается время термализации нейтронов, а при больших температурах увеличивается интервал времени между образованием нейтрона и образованием ²H. При Монте-Карло моделировании энергия протонов задавалась в виде степенных распределений с показателями спектра 2, 3 и 4 [4]. Расчеты выполнены и при 38 фиксированных значениях энергии протонов от 10 МэВ до 10 ГэВ при температуре 6000 К. При показателе спектра 3 моделирование выполнено для 8 значений температуры от 4000 до 100000 К. При розыгрыше энергии протона при определенных показателях спектра получены аналоги массивов экспериментальных данных. Во всех случаях на основе совокупности значений энергий всех выходящих в межпланетное пространство фотонов определялась вероятность попадания в энергетические интервалы (11) от 0.5 МэВ до 10 ГэВ. Вероятности попадания в эти интервалы энергии фотонов при фиксированных значениях энергии первичных протонов использовались при поиске значения показателя спектра на основе полученных энергий при моделировании непрерывных спектров. Ширины интервалов должны определяться энергетическим разрешением прибора и статистической значимостью измерений. Уже после моделирования при промежуточных значениях энергии падающих протонов при вычислении вероятностей использовалась линейная интерполяция. Эти вычисления выполнены для последовательного ряда значений показателя спектра. Критерием правильного значения показателя являлось достижение минимума средней суммы квадратов отклонений вероятностей попадания в энергетические интервалы при непрерывных спектрах (аналог экспериментальных данных) от полученных вероятностей при фиксированных энергиях первичных протонов и их интерполяции.

Результаты расчетов

На рис. 1 показана зависимость вероятности выхода в межпланетное пространство фотона с энергией 2.223 МэВ от толщи вещества внутри Солнца относительно внешней границы фотосферы в месте образования ²H. Вероятность для этой и других энергий определяется сечениями комптоновского рассеяния и образования электрон-позитронных пар, которые не зависят от температуры.

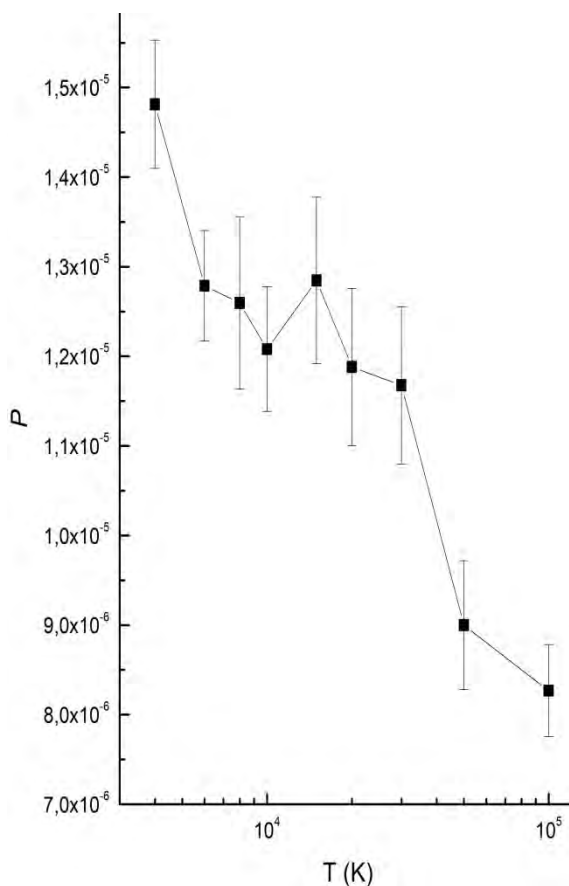


Рис. 1.

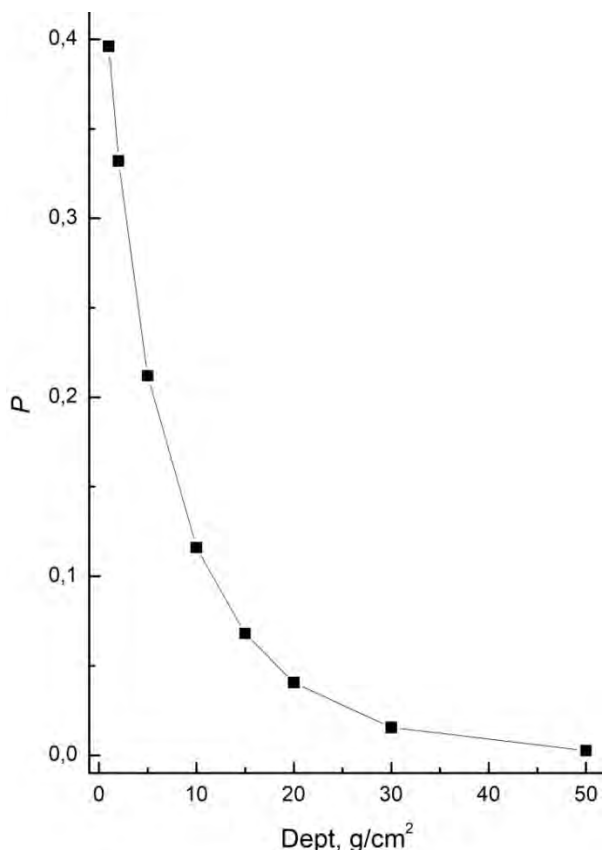


Рис. 2.

На рис. 2 представлена зависимость от температуры вероятности P выхода фотона с энергией 2.223 МэВ в межпланетное пространство на один падающий протон с показателем степенного спектра 3 и энергиями от 7.8 МэВ до 10 ГэВ. С ростом температуры эта вероятность уменьшается. Это может быть объяснено увеличением числа упругих соударений с ядрами, что приводит к проникновению нейтронов в более глубокие слои Солнца и более вероятными их распадом и выходом в межпланетное пространство. На рис. 3 показаны среднеквадратичные отклонения вероятностей попадания в заданные интервалы энергий фотонов от 0.5 до 10 МэВ при моделировании непрерывного спектра протонов (аналог эксперимента) и полученных вероятностей вычисленных для показателей спектра протонов γ с использованием данных, полученных при моделировании взаимодействий протонов с дискретными энергиями. На рис. 4 результаты для энергий фотонов в интервалах от 2.3 до 10 МэВ, где исключается зависимость от температуры выхода фотонов с энергиями 2.223 МэВ и более низкими после их комптоновского рассеяния. При этом точность определения показателя спектра снижается.

Примененная методика может быть использована не только при степенных представлениях спектров протонов, но и для других.

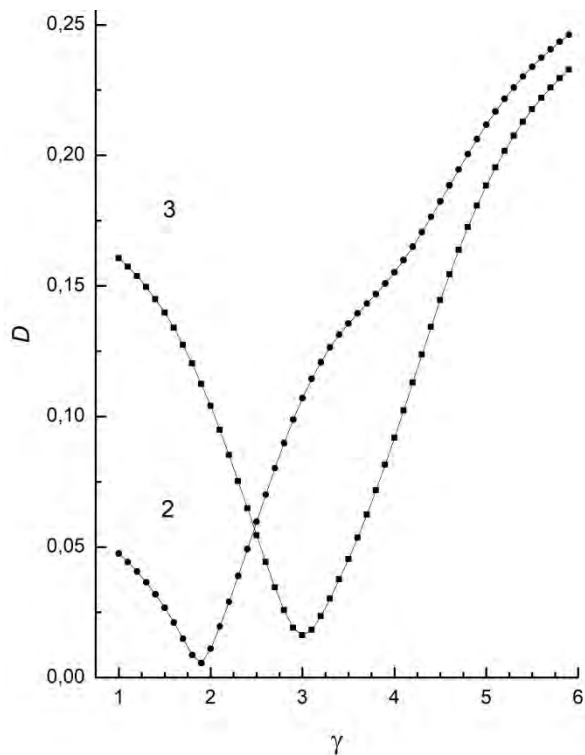


Рис. 3.

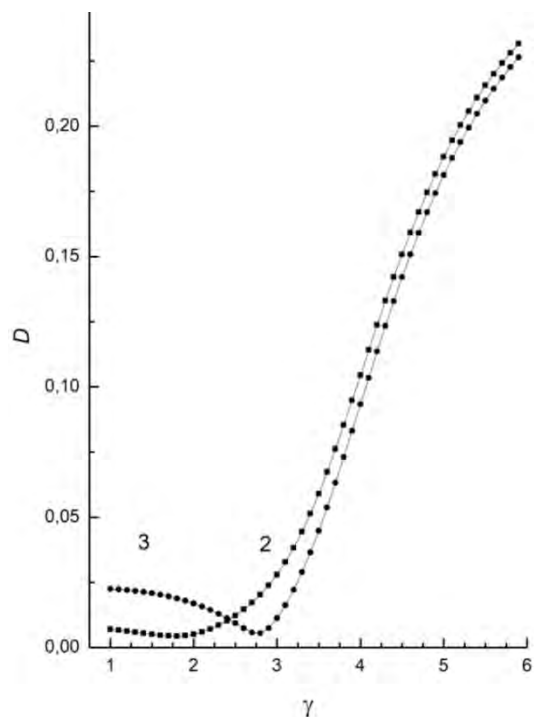


Рис. 4.

Работа поддержана грантом РФФИ N°18-02-00583.

Литература

1. *Murphy R. and Share G.* // Solar Phys. 2018. 293:163.
2. *Vasil'ev G.I., Bogomolov E.A.* // Geomagn. Aeron. 2020. V. 60. № 7.
3. *Allison J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. 2016. A835. 186.
4. *Vasilyev G.I., Chakchurina M.E.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. 929. 012008.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ватагин П.В., Кудрявцев И.В.

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

SPATIAL-TEMPORAL DYNAMICS OF A FAST ELECTRONS AND PLASMA TURBULENCE IN FLARES NON-UNIFORM PLASMA

Vatagin P.V., Kudryavtsev I.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

The propagation of the fast electrons in the solar flare plasma take into account the interaction with Langmuir waves is considered. As the result of numerical simulation the decissions for the distribution function of fast electrons and the spectral energy densities of Langmuir waves for the various moments of time on various distances from a place of acceleration of the fast electrons in flare loop are obtained. The Langmuir waves generate in plasma by the fast electrons as result of beam instability. It is shown that the value of maximum of the distribution function of the fast electrons f unchanged up to distance $\sim 10^6$ cm. The electron distribution function decries at more distances. But the fast electrons can propagate in flare loop at distance $\sim 10^8$ cm at least. The maximum of value of the turbulence take place at distance up to 10^4 cm.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-41-44

В работе [1] была рассмотрена стационарная задача о распространении быстрых электронов в неоднородной вспышечной плазме с учетом генерации ленгмюровских волн и взаимодействия с ними. Так как процесс ускорения во вспышках имеет выраженную импульсную структуру [2], то в данной работе мы рассмотрим эволюцию функции распределения быстрых электронов f и спектральной плотности энергии ленгмюровской турбулентности W_k при импульсной инжекции электронов. Данная задача описывается следующими уравнениями [3–5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial f}{\partial v} + v_e (vf + v_{Te}^2 \frac{\partial f}{\partial v}) \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} + v_g \frac{\partial W_k}{\partial x} = (\gamma_k - \nu_{eff}) W_k + Q_k, \quad (2)$$

$$D = \frac{\pi \omega_e^2}{m_e n_e v} (W_k)_{k=\omega_e/v}; \quad \gamma_k = \left(\frac{\pi \omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v=\omega_e/k}, \quad (3)$$

где t и x – время и координата; v – скорость электронов, k – волновое число ленгмюровских волн; ν_e – частота столкновений электронов с частицами

плазмы; v_{Te} – тепловая скорость электронов; v_g – групповая скорость ленгмюровских волн; γ_k – инкремент пучковой неустойчивости; v_{eff} – эффективная частота затухания ленгмюровских волн из-за столкновений частиц плазмы; n_e – концентрация электронов плазмы; Q_k – мощность тепловых ленгмюровских флуктуаций (см., например [6, 7]).

При этом аналогично [1] будем считать, что изменение концентрации плазмы идет согласно выражению

$$n_e = n_0(1 + x/L). \quad (4)$$

Дополним систему уравнений (1–3) начальными и граничными условиями. Пусть в начальный момент времени функция распределения электронов f является суммой максвелловского распределения тепловых электронов плазмы f_M и «пучкового» распределения быстрых электронов f_b :

$$f(t=0, x, v) = f_M + f_b \exp(-x/x_0)$$

$$f_M = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi} v_{Te}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te}^2}\right); f_b = \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5)$$

где n_b – концентрация быстрых электронов при $x=0$; σ – среднеквадратичное отклонение распределения быстрых электронов по скоростям.

В качестве граничного возьмем следующее условие

$$f(t, x=0, v) = f_M + f_b \exp(-t/t_0). \quad (6)$$

Параметры x_0 и t_0 – задают пространственное и временное распределения инжектированных в плазму электронов.

В качестве граничных условий по скорости v выберем следующие:

$$f(t, x, v=0) = f_M(v=0) + f_b(v=0) \exp(-x/x_0) \exp(-t/t_0);$$

$$f(t, x, v=v_{max}) = f_M(v=v_{max}) + f_b(v=v_{max}) \exp(-x/x_0) \exp(-t/t_0) \quad (7)$$

В качестве начального и граничного условий для W_k аналогично [7] возьмем спектр тепловых ленгмюровских флуктуаций [6], но с учетом затухания волн на тепловых электронах. Для решения данной задачи мы использовали метод суммарной аппроксимации [8].

Результаты расчетов при $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^6 \text{ К}$, $v_0 = 10^{10} \text{ см/с}$, $\sigma = 0.07 \cdot v_0$, $x_0 = 10^2 \text{ см}$, $t_0 = 10^{-3} \text{ с}$, $L = 10^7 \text{ см}$ представлены на рисунках 1 и 2. На рис. 1 представлены результаты расчетов функции f в различные моменты времени на различных расстояниях от места их ускорения во вспышечной плазме. Из рис. 1а–с видно, что максимальное значение f практически не меняется до $x \sim 10^6 \text{ см}$, а её релаксация происходит при взаимодействии с ленгмюровскими волнами. При этом происходит возбуждение волн от их фонового значения (рис. 2а–с). По мере уменьшения функции распределения электронов происходит и уменьшение плотности энергии ленгмюровских волн (кривые б–8 на рис. 2б, с) и перехода их значения к фоновому уровню. На больших расстояниях происходит уменьшение величины f (рис. 1d) и спектральной плотности энергии волн (рис. 2d).

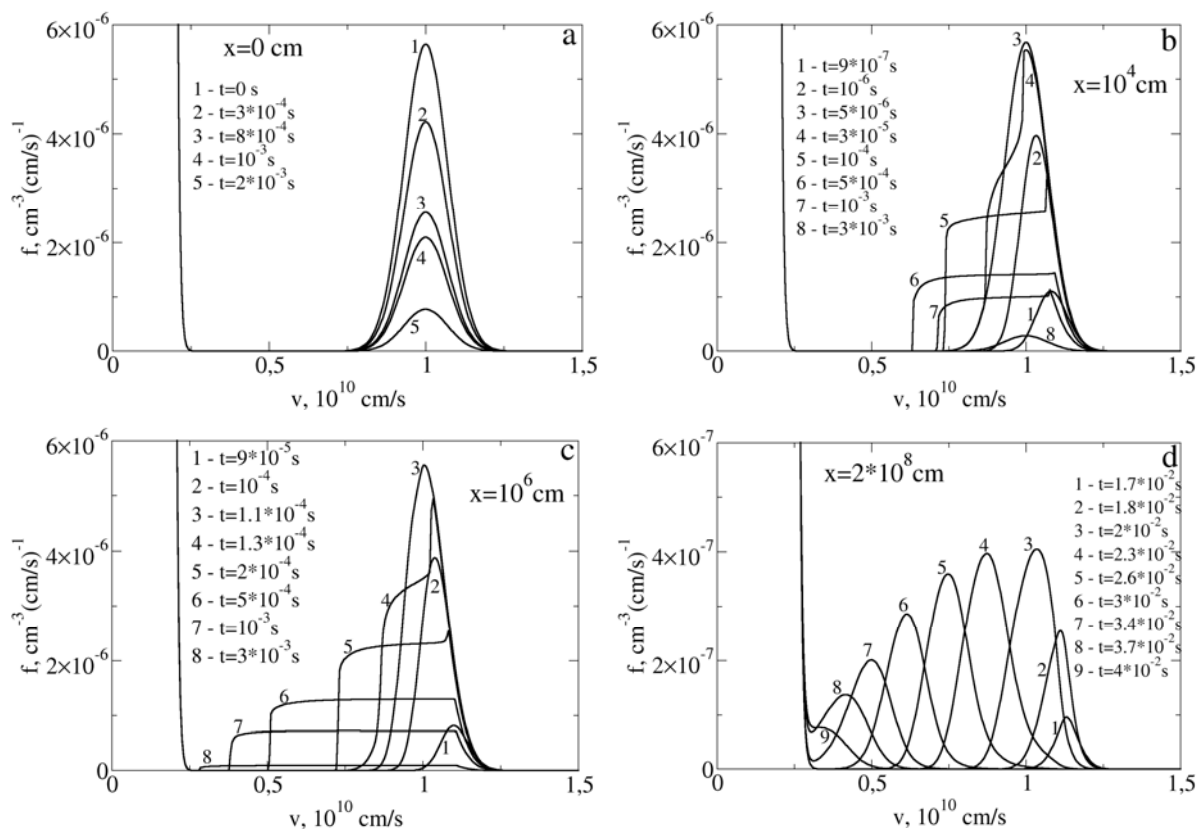


Рис. 1. Функция распределения электронов f на различных расстояниях x от места ускорения в различные моменты времени t .

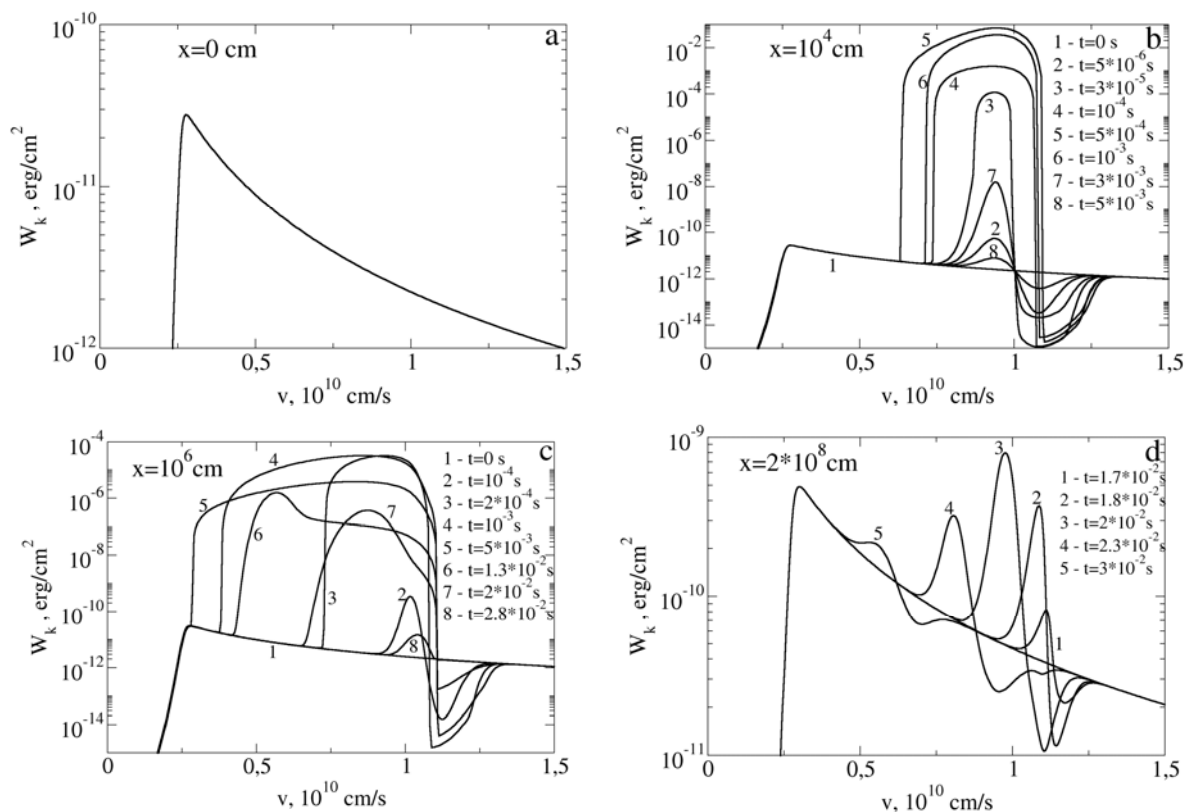


Рис. 2. Спектральная плотность энергии ленгмюровских волн W_k на различных расстояниях x от места ускорения в различные моменты времени t .

На рис. 3а показаны значения функции f при $x = 10^6$ см для различных скоростей. Этот рисунок иллюстрирует распространение быстрых электронов вдоль вспышечной петли. На рис. 3б приведена полная плотность энергии ленгмюровских волн. Видно, что можно выделить две области во вспышечной плазме. При $x < 10^7$ см происходит генерация ленгмюровских волн в результате развития пучковой неустойчивости быстрых электронов с первоначальной функцией распределения пучкового вида. Эта стадия проходит достаточно быстро, за время $t \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ с (рис. 1с). На расстояниях, превышающих $x = 10^7$ см, начинает проявляться влияние кулоновских столкновений и начинает образовываться участок с положительной производной по скорости на функции распределения электронов (см. также [3]) и вновь начинает происходить возбуждение плазменных волн. При $t > 2 \cdot 10^{-2}$ с (рис. 1д) происходит релаксация функции распределения f из-за кулоновских столкновений, происходит её максвеллизация, а полная плотность энергии ленгмюровских волн приближается к фоновым значениям (рис. 3б).

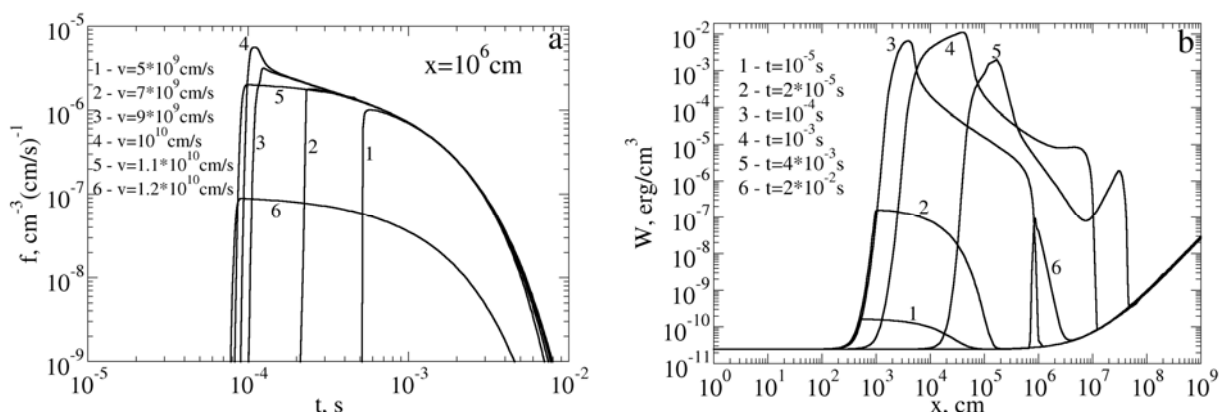


Рис. 3. (а) – значение функции распределения быстрых электронов при $x = 10^6$ см для различных скоростей; (б) – распределение полной плотности энергии ленгмюровских волн вдоль координаты x для различных моментов времени t .

Литература

1. Kudryavtsev I.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, V.59, P. 838.
2. Dmitriev P.B. et al. // Solar System Research, 2006, V. 40(2), P.142.
3. Zheleznyakov V.V., Zaitsev V.V. // Soviet Astronomy, 1970, V.14, P.47.
4. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы – М.: Атомиздат, 1970. – 424 с.
5. Melrose D.B. Instabilities in space and laboratory plasmas – Cambridge University press, 1986, 280 p.
6. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика – М.: Наука, 1972. – 394 с.
7. Vatagin P.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V.52, P. 1015.
8. Самарский А.А. Теория разностных схем – М.: Наука, 1989. – 616 с.

ЭФФЕКТЫ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ 23-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА В ВАРИАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ СТРАТОСФЕРНОГО ПОЛЯРНОГО ВИХРЯ

Веретененко С.В.

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

EFFECTS OF ENERGETIC SOLAR PROTON EVENTS OF THE TWENTY-THIRD SOLAR CYCLE ON INTENSITY OF THE STRATOSPHERIC POLAR VORTEX

Veretenenko S.V.

Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia

Effects of solar proton events (SPEs) occurring in the 23rd solar cycle (1996–2008), with energy of particles exceeding 90 MeV, on zonal velocity of western winds in the stratosphere were studied on the base of the NCEP/NCAR reanalysis data. It was revealed that most pronounced changes of zonal wind velocity associated with the events in the cold half a year take place at latitudes 50–80°N, which is the region of formation of the stratospheric polar vortex playing an important part in the mechanism of solar-atmospheric links. A noticeable increase of zonal wind velocity in this region was detected for the events occurring in the west phase of quasi-biennial oscillations of the atmosphere. The obtained results allow suggesting that intrusions of solar protons in the middle atmosphere may contribute to the polar vortex intensification, with a possible mechanism involving changes in chemical composition and temperature regime of the polar atmosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-45-48

Стратосферный полярный вихрь представляет собой крупномасштабную циклоническую циркуляцию, формирующуюся в полярной атмосфере выше уровня 500 гПа и достигающую наибольшего развития в зимние месяцы. Состояние вихря оказывает существенное влияние на взаимодействие тропосферы и стратосферы [1], эволюцию динамических процессов в нижней атмосфере [2], а также играет важную роль в формировании эффектов солнечной активности в тропосферной циркуляции [3]. Расположение вихря создает благоприятные условия для работы ряда физических механизмов солнечно-атмосферных связей, включающих изменения скорости ионизации за счет космических лучей [4–5], что делает его важным связующим звеном между солнечной активностью и состоянием нижней атмосферы. В предыдущей работе [6] было обнаружено значительное усиление вихря во время серии солнечных протонных событий (СПС) января 2005 года, в ходе которых регистрировались частицы с энергиями более 165 МэВ, достигающие высот стратосферы. В данной работе продолжено исследование эффектов высокоэнергичных СПС в вариациях интенсивности стратосферного полярного вихря с использованием данных реанализа NCEP/NCAR [7].

На рис. 1 приведены изменения скорости ионизации во время серии СПС 15, 16, 17 и 20 января 2005 г. по данным SOLARIS-NEPPA [8]. Там же показаны вариации (отклонения от среднего уровня 1–14 января) максимальных значений скорости западного ветра (направленного с запада на восток) ΔU_{\max} в области формирования вихря, осредненных за период 15–20 января. Видно, что вариации ΔU_{\max} возрастают с высотой, как и скорость ионизации. Данные на рис. 1 позволяют предположить, что изменения скорости ионизации в полярной атмосфере в связи с СПС являются возможным фактором интенсификации вихря.

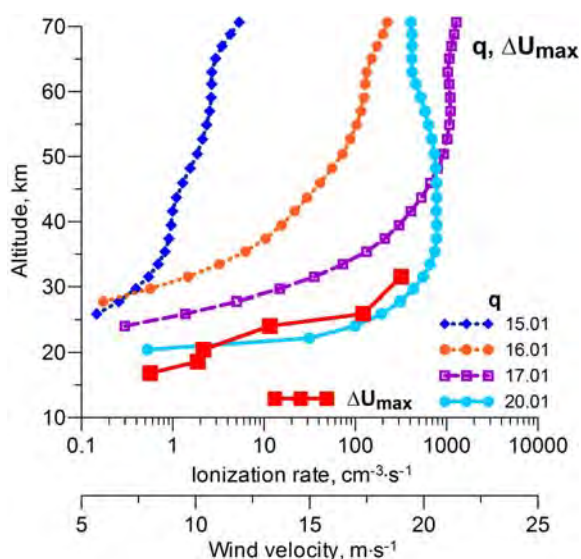


Рис. 1. Среднесуточные значения скорости ионизации q в области геомагнитных широт $60\text{--}90^\circ$ в ходе СПС января 2005 г. [8] и вариации максимальных значений скорости западного ветра ΔU_{\max} .

Рассмотрим зональные (осредненные вдоль круга широты) значения скорости западного ветра в ходе СПС января 2005 г. На рис. 2а показаны вариации зональной скорости ветра ΔU_{zon} (отклонения от среднего уровня 1–12 января) на изобарической поверхности 50 гПа (~ 20 км) на разных широтах. Видно, что в ходе СПС скорость ветра заметно возросла (на $5\text{--}10$ м·с $^{-1}$) в области широт $50\text{--}80^\circ\text{N}$ (область формирования вихря). Увеличение зональной скорости западного ветра в области $50\text{--}80^\circ\text{N}$ в связи с СПС наблюдалось во всей стратосфере и имело наибольшую амплитуду в ее верхней части (рис. 2б).

Аналогичное возрастание скорости ветра в области широт $50\text{--}80^\circ\text{N}$ было обнаружено во время СПС 5–6 и 13–14 декабря 2006 г., в ходе которых также регистрировались частицы с энергиями выше нескольких сотен МэВ [9], достигающие высот стратосферы. На рис. 3 приводятся временные изменения зональной скорости ветра в указанной области в ноябре-декабре 2006 г. для нижней стратосферы. Видно, что после начала событий скорость зонального западного ветра возросла, достигая максимума на 3–4-й день. Отклонения U_{zon} от трендовых значений составляли $\sim 3\text{--}3.5$ м·с $^{-1}$.

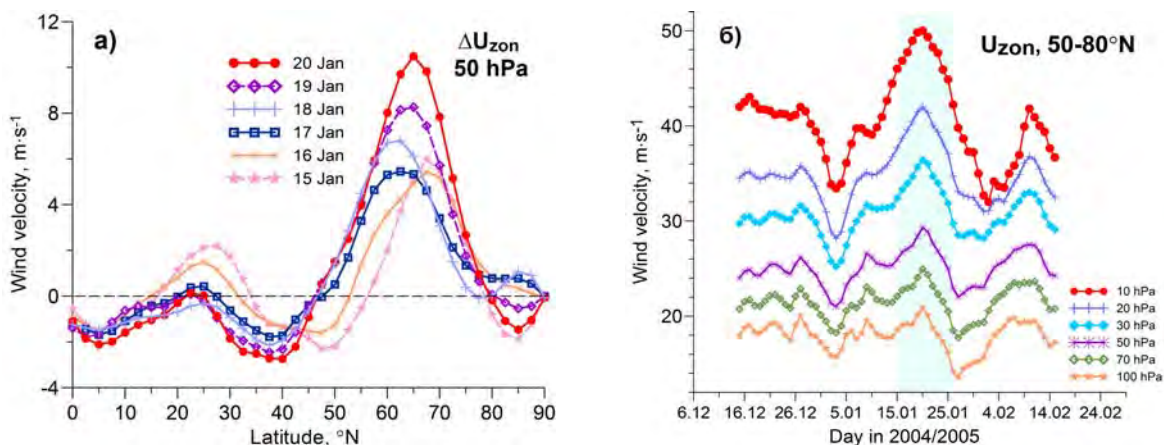


Рис. 2. а) Отклонения зональной скорости западного ветра от невозмущенного уровня в ходе серии СПС января 2005 г. (поверхность 50 гПа); б) временной ход зональной скорости ветра в области широт 50–80°N в стратосфере в зимние месяцы 2004/2005 гг.

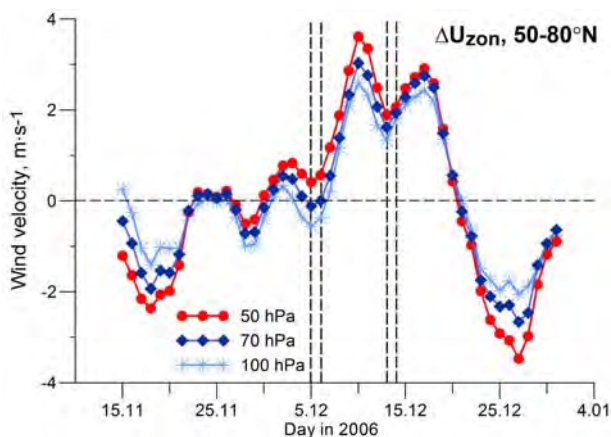


Рис. 3. Временной ход зональной скорости западного ветра в области широт 50–80°N на разных уровнях нижней стратосферы в ноябре-декабре 2006 г. (после вычета линейных трендов). Вертикальные линии показывают дни СПС (5, 6, 13 и 14 декабря 2006 г.).

Для дальнейшего исследования эффектов СПС методом наложения эпох были выбраны события, в ходе которых регистрировались возрастания потоков частиц с энергиями $E > 100$ МэВ, за 23-й солнечный цикл по данным каталога [9]. Согласно оценкам по формуле $E = a \cdot r \cdot b$, где E – энергия протона в МэВ, r – пробег в воздухе в г·см⁻², $a = 29.4$, $b = 0.57$ [10], частицы с энергиями $E \sim 100$ МэВ достигают стратосферного уровня 10 гПа (~30 км). События выбирались для холодного полугодия (октябрь-март), когда полярный вихрь наиболее интенсивен. За нулевой момент принимались дни начала СПС, для которых в течение 5 предыдущих суток аналогичные события не наблюдались. События, произошедшие на фоне внезапных стратосферных потеплений (разрушение вихря) исключались.

Исследование показало, что эффекты СПС в вариациях зональной скорости западного ветра, как правило, наиболее четко выражены для событий, имевших место при западной фазе квазидвухлетних осцилляций (КДО) атмосферы. Согласно [11], фаза КДО, определяемая по направлению ветров в экваториальной стратосфере, оказывает влияние на состояние полярного вихря (при западной фазе имеется тенденция к усилению вихря). На рис. 4 приведены средние вариации зональной скорости ветра в

области 50–80°N после вычета трендов для событий при западной фазе КДО. Данные показывают усиление западного ветра в области формирования вихря с максимумом на 4–5-й день после начала СПС. Увеличение скорости ветра составляет $\sim 3 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ в верхней стратосфере (10 гПа) и $\sim 1.6 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ в нижней (50 гПа).

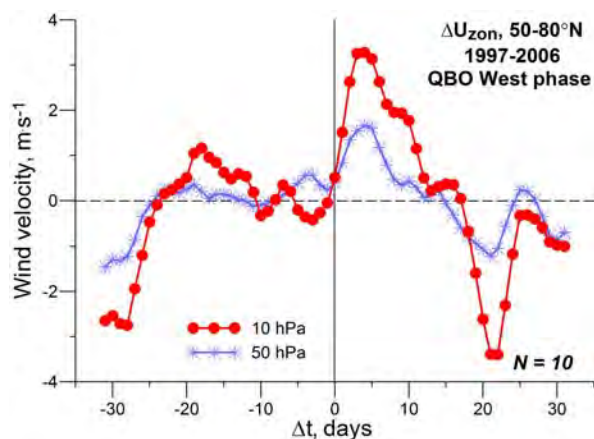


Рис. 4. Средние изменения зональной скорости ветра в области широт 50–80°N на поверхностях 10 и 50 гПа для СПС с энергиями частиц $E > 100 \text{ МэВ}$ (западная фаза КДО). Число событий $N = 10$. Момент $\Delta t = 0$ соответствует дню начала события.

Возможной причиной усиления вихря являются изменения температурного режима полярной стратосферы вследствие изменения химического состава. Рост ионизации в связи с СПС способствует более интенсивному образованию окислов азота, участвующих в каталитическом разрушении озона [4]. Уменьшение содержания озона, который в условиях полярной ночи действует как парниковый газ, приводит к выхолаживанию полярной стратосферы, что, в свою очередь, может вызвать увеличение температурных контрастов между высокими и умеренными широтами и, соответственно, увеличение скорости западного ветра.

Таким образом, результаты исследования показали, что солнечные протонные события с энергиями частиц, достаточными для достижения высот стратосферы, могут влиять на циркуляцию средней атмосферы и способствовать интенсификации стратосферного полярного вихря.

Литература

1. Baldwin M.P., Dunkerton T.J. // Science, 2001, **294**, 581-584.
2. Walter K., Graf H.-F. // Atmos. Chem. Phys., 2005, **5**, 239-248.
3. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv. Space Res., 2019, **64(1)**, 104-116.
4. Кривошуккий А.А., Репнев А.И. Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. – М.: ГЕОС, 2009.
5. Tinsley B.A. // Rep. Progr. Phys., 2008, **71 (6)**, 66801.
6. Veretenenko S.V., Ogurtsov M.G. // Geomagn. Aeron., 2020, **60 (7)**, in press
7. Kalnay E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437-472.
8. SOLARIS-HEPPA, <https://solarisheppageomar.de/solarprotonfluxes>
9. Logachev Y.I. et al. Catalogue of Solar Proton Events in the 23rd cycle of solar activity (1996–2008). – Moscow: 2016.
10. Базилевская Г.А. и др. // Геом. Аэрон., 2003, **43(4)**, 442-452.
11. Holton J.R., Tan H.C. // J. Atmos. Sci., 1980, **37**, 2200-2208.

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОЩАДИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И ПОВТОРЯЕМОСТЬ МАГНИТНЫХ БУРЬ С ПОСТЕПЕННЫМ НАЧАЛОМ

Веретененко С.В.¹, Огурцов М.Г.^{1,2}, Обридко В.Н.³, Тлатов А.Г.⁴

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

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

³*ИЗМИРАН, Троицк, Россия*

⁴*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

LONG-TERM VARIATIONS OF CORONAL HOLE AREA AND OCCURRENCE OF MAGNETIC STORMS WITH GRADUAL COMMENCEMENTS

Veretenenko S.V.¹, Ogurtsov M.G.^{1,2}, Obridko V.N.³, Tlatov A.G.⁴

¹*Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia*

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

³*IZMIRAN, Troitsk, Russia*

⁴*Mountain astronomical station of the Pulkovo observatory RAS, Kislovodsk, Russia*

Long-term changes of coronal hole (CH) areas reconstructed on the base of H α synoptic charts for the period 1887–2016 and annual occurrence frequencies of magnetic storms with gradual commencements (GC) were studied. It was revealed that temporal variations of mean yearly values of CH areas in the Northern and Southern hemispheres are characterized by pronounced ~ 11 -year periodicities, but differ noticeably on the multidecadal time scale. The wavelet spectra of CH areas in the Southern hemisphere, unlike those of the Northern one, reveal persistent periodicities of ~ 30 – 35 years throughout the entire studied time interval, which results in the corresponding variations of the North-South asymmetry of CH areas. Similar periodicities of ~ 30 – 35 years were found to dominate in the spectra of total occurrence frequencies of major and moderate storms with gradual commencements. The obtained results suggest that the indicated periodicities in occurrence of GC magnetic storms are closely related to the evolution of large-scale magnetic fields of the Southern hemisphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-49-52

Корональные дыры (КД) представляют собой крупномасштабные долгоживущие структуры на Солнце, возникающие в униполярных областях с открытой конфигурацией магнитных силовых линий и наблюдаемые в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах как участки с пониженной яркостью [1]. Корональные дыры являются источником высокоскоростных потоков солнечного ветра, с которыми связаны геомагнитные возмущения, играющие важную роль в механизме солнечно-атмосферных связей. Целью данной работы является исследование долговременных изменений площади КД в северном и южном полушариях и их связи с повторяемостью магнитных бурь с постепенным началом.

В качестве исходного материала использовались площади КД, реконструированные на основе $N\alpha$ синоптических карт для отдельных кэррингтоновских оборотов по методике [2] за период 1887–2016 гг. На рис. 1а приведены осредненные за год значения площади КД в северном и южном полушариях. Видно, что временные изменения площади КД в указанных полушариях заметно различаются, коэффициент корреляции между ними составляет 0.54 (значимость $P = 0.998$ согласно оценкам по методу рандомизации фаз [3]) (рис. 1б).

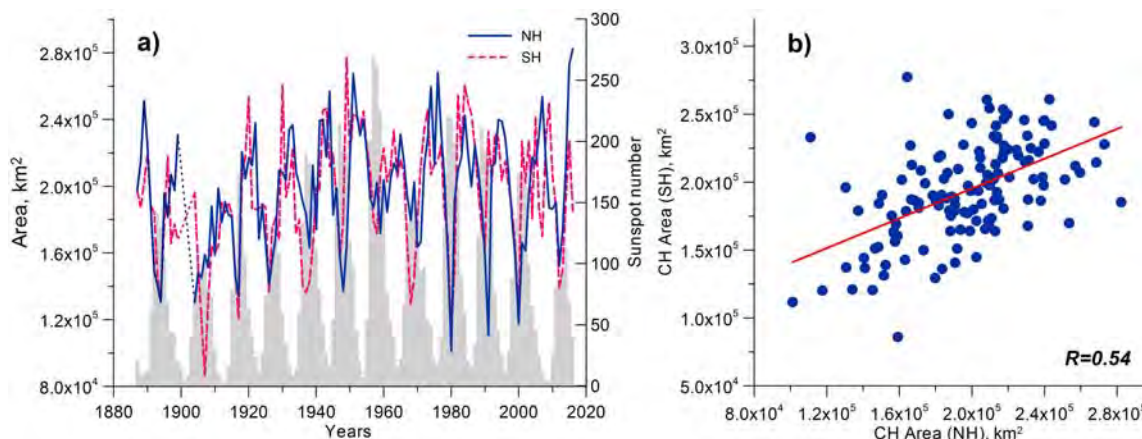


Рис. 1. а) Временной ход среднегодовой площади КД в северном и южном полушариях и чисел солнечных пятен по данным [4] (гистограмма); б) связь между площадями КД северного и южного полушария.

Данные на рис. 1а показывают, что площади КД достигают наибольших значений вблизи минимумов 11-летних циклов. В таблице приводятся коэффициенты корреляции $R(S_{CH}, SSN)$ между среднегодовыми значениями площади КД (S_{CH}) и числа солнечных пятен SSN [4] при разных временных сдвигах площади КД относительно SSN . Видно, что корреляция отрицательна в максимуме цикла и положительна на спаде цикла, достигая $\sim 0.6-0.7$ ($P \geq 0.99$) при сдвиге на 4–5 лет. Коэффициенты корреляции $R(S_{CH}, SSN)$ несколько выше для северного полушария.

Таблица.

| Сдвиг, годы | Площадь КД, СП | Площадь КД, ЮП | Суммарная площадь КД |
|-------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 0 | -0.504 (0.874) | -0.330 (0.866) | -0.475 (0.882) |
| 1 | -0.307 | -0.121 | -0.243 |
| 2 | 0.024 | 0.207 | 0.132 |
| 3 | 0.372 | 0.510 | 0.503 |
| 4 | 0.597 (0.992) | 0.586 (0.999) | 0.674 (0.998) |
| 5 | 0.610 (0.993) | 0.528 (0.989) | 0.648 (0.995) |
| 6 | 0.454 | 0.365 | 0.465 |
| 7 | 0.199 | 0.162 | 0.205 |

На рис. 2 приведены вейвлет-спектры (базис Морле) среднегодовых значений площади КД в северном и южном полушариях. Видно, что временные вариации площади КД в обоих полушариях характеризуются четко выраженной ~ 11 -летней периодичностью, но заметно различаются на мультидекадной шкале. В спектрах площади КД южного полушария, в отличие от северного, постоянно присутствуют периодичности ~ 30 – 35 лет, обнаруженные в повторяемости магнитных бурь с постепенным началом [5] и близкие к климатическому циклу Брюкнера [6]. Указанные периодичности, по-видимому, усиливались в южном полушарии в ~ 1920 – 1980 гг. и ослабевали в северном. Соответствующие вариации с периодом ~ 35 – 40 лет были выявлены в NS-асимметрии площади КД.

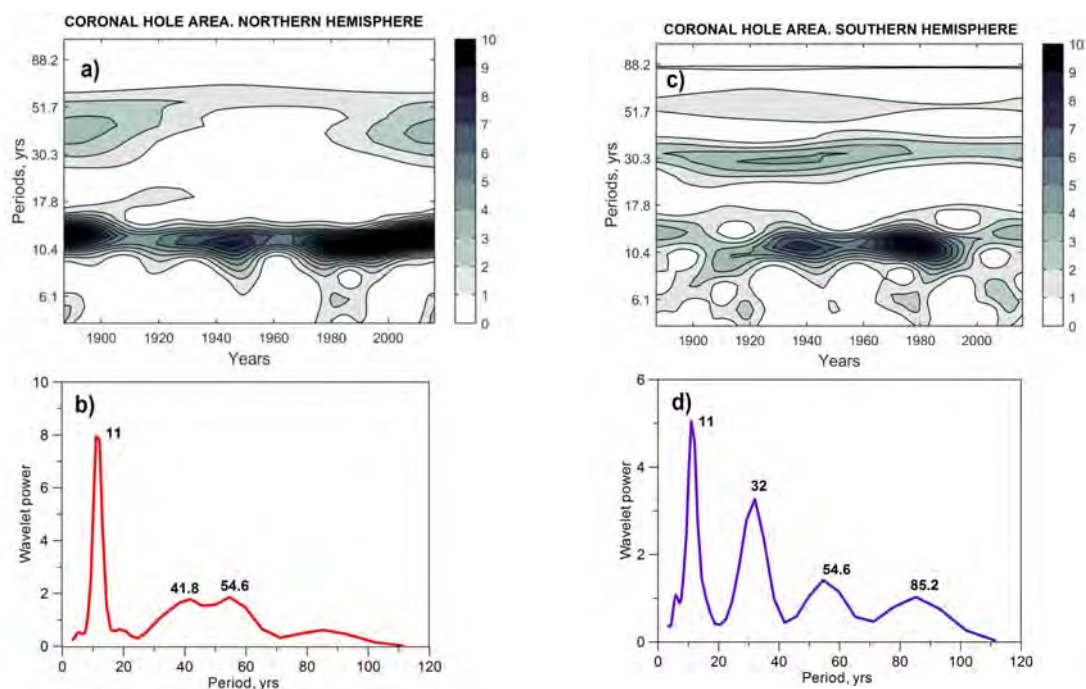


Рис. 2. а) Локальные (а, с) и глобальные (b, d) вейвлет-спектры (базис Морле) среднегодовых значений площади КД в северном и южном полушариях после вычета полиномиальных трендов 2-го порядка. Спектры нормированы на дисперсию.

Спектры суммарной частоты повторяемости (число событий в год) умеренных и больших магнитных бурь с постепенным (GC) началом по данным обсерваторий ИЗМИРАН и Слущк/Павловск [7–8] показаны на рис. 3. Видно, что в повторяемости этих бурь отчетливо выражены мультидекадные вариации с периодами ~ 35 и ~ 60 лет, близкие к наблюдаемым в спектрах площади КД южного полушария. На рис. 4 приводятся кроссвейвлет спектры повторяемости GC магнитных бурь и площади КД южного полушария. Данные на рис. 4 свидетельствуют о существенном вкладе крупномасштабных магнитных полей южного полушария в формирование мультидекадных вариаций повторяемости магнитных бурь с постепенным началом.

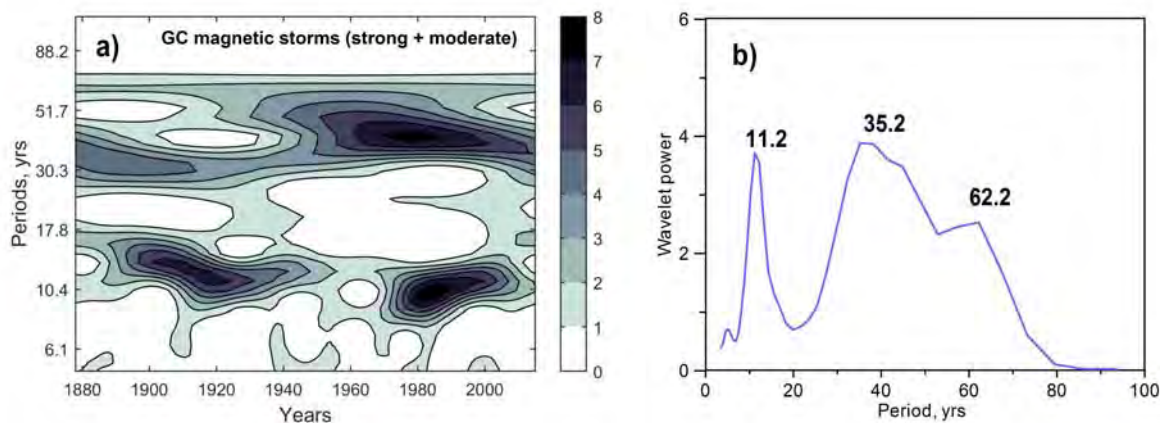


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для суммарной частоты повторяемости больших и умеренных магнитных бурь с постепенным началом.

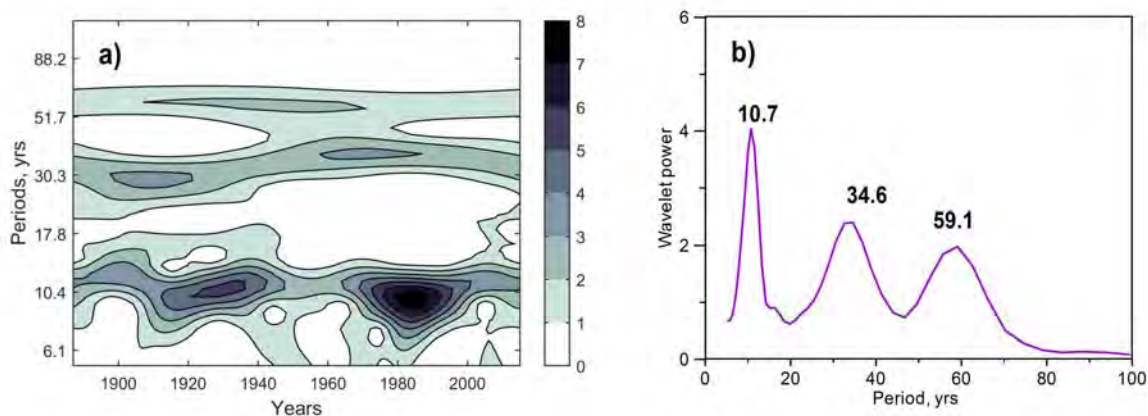


Рис. 4. Локальный (а) и глобальный (б) кросс-вейвлет спектры (базис Морле) суммарной частоты повторяемости магнитных бурь с постепенным началом и площади корональных дыр в южном полушарии.

В результате проведенного исследования обнаружены существенные различия в эволюции площади корональных дыр северного и южного полушарий на мультideкадной шкале. В вариациях площади КД южного полушария наблюдаются периодичности $\sim 30\text{--}35$ лет на всем исследуемом временном интервале. Кросс-вейвлет анализ выявил связь ~ 35 летних вариаций повторяемости магнитных бурь с постепенным началом с вариациями площади корональных дыр южного полушария.

Литература

1. Обридко В.Н., Наговицын Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – СПб: ВВМ, 2017.
2. Makarov V.I. et al. // J. Astrophys. Astron., 1982, **3**, 379-382.
3. Ebisuzaki W. // J. Clim., 1997, **10(9)**, 2147-2153.
4. WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, <http://www.sidc.be/silso/datafiles>
5. Veretenenko S. et al. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys., 2020, **205**, 105295.
6. Halberg F. et al. // Izvest. Atmos. Ocean. Phys., 2010, **46 (7)**, 40-60.
7. <http://www.izmiran.ru/magnetism/magobs/MagneticStormCatalog.html>
8. Канониди Х.Д. (ред.) Каталог геомагнитных бурь. – Троицк: ИЗМИРАН, 2012.

НЕОСЕССИМЕТРИЧНАЯ И ОСЕСИМЕТРИЧНАЯ СОСТАВЛЯЮЩИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В 1874–2016 гг.

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*

NONAXISYMMETRIC AND AXISYMMETRIC COMPONENTS OF THE SUNSPOT DISTRIBUTION IN 1874–2016

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

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

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

The study of axisymmetric and nonaxisymmetric components of solar activity (SA) was carried out using data of Greenwich USAF/NOAA (sunspot area, 1874–2016). The longitudinal distribution of activity over the Sun's disk was considered. To estimate the magnitude of the nonaxisymmetric component (longitudinal asymmetry), the method of vector summation of sunspot areas was used. Due to this approach, the contribution of sunspots uniformly distributed over the longitude was reduced, allowing to separate the nonaxisymmetric part of the activity. It is shown that at the maximum of SA, the nonaxisymmetric component is approximately one-third of the total area of sunspots, and two-thirds fall on the axisymmetric part. The Gnevyshev-Ohl rule manifests itself both for the area of sunspots and for axisymmetric component. Averaging all even and all odd cycles showed a significant excess of odd cycle height. The longitudinal asymmetry obeys another rule: in each group of four cycles (12–15, 16–19, 20–23) the 1st and 4th cycles were lower than the neighboring 2nd and 3rd cycles. To study long-period variations of the nonaxisymmetric component, the integral of longitudinal asymmetry for each individual SA cycle was used. It has been shown that the relative contribution of the nonaxisymmetric component tends to decrease over time in 12–23 cycles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-53-56

В настоящее время представление об осесимметричном Солнце и осесимметричности проявлений солнечной активности (СА) не способно объяснить весь накопленный наблюдательный материал. Стало очевидно, что нарушение симметрии – не случайность, а закономерное проявление особенностей солнечного цикла. Долготная асимметрия, так же как N-S асимметрия, должна учитываться при создании новых моделей солнечного динамо [1]. В данной работе мы оцениваем вклад неосесимметричной компоненты в распределение солнечных пятен и рассматриваем ее изменения во времени.

Неосесимметричная компонента солнечной активности изучалась с использованием данных о площади и гелиокоординатах солнечных пятен за 1874–2016 гг.: Royal Observatory, Greenwich–USAF/NOAA Sunspot Data (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>). Мы применили метод

векторного суммирования площади солнечных пятен, который позволяет выделить неосесимметричную компоненту солнечной активности (долготную асимметрию LA) за счет подавления вклада стохастической части активности, равномерно распределенной по долготе [2].

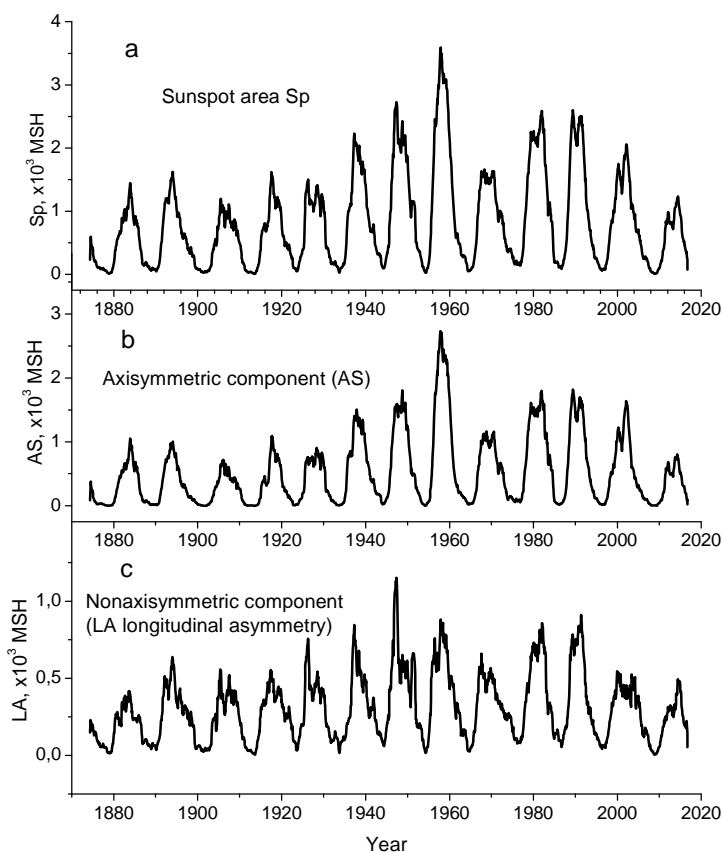


Рис. 1. Площадь солнечных пятен (а) и компоненты распределения солнечных пятен: (b) осесимметричная компонента AS и (c) неосесимметричная компонента LA. Данные сглажены методом скользящего среднего по 13 точкам.

В качестве оценки осесимметричной компоненты (AS component) использована разность между общей суммарной площадью пятен и величиной неосесимметричной компоненты. Из рис. 1 видно, что осесимметричная (рис. 1b) и неосесимметричная (рис. 1c) компоненты изменяются в фазе с 11-летним циклом СА (площадь пятен, рис. 1a). Высоты циклов долготной асимметрии (рис. 1c) примерно в 3 раза меньше, чем для площади солнечных пятен. Таким образом, осесимметричная часть активности составляет в среднем $\sim 2/3$ от площади солнечных пятен. Площадь солнечных пятен и величина осесимметричной компоненты находятся в тесной связи друг с другом (коэффициент корреляции $R = 0.95$), в то время как связь площади пятен с неосесимметричной частью слабее, хотя и довольно высокая ($R = 0.78$).

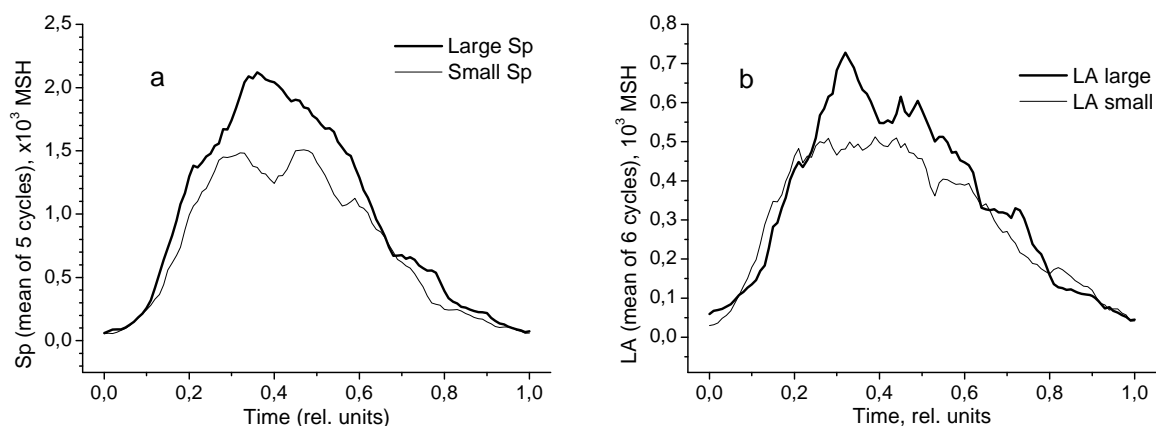


Рис. 2. (а) Усредненные профили площади солнечных пятен Sp для четных (низких) и нечетных (высоких) циклов. Продолжительность циклов перед суммированием приведена к общему интервалу от 0 до 1. (б) То же для долготной асимметрии LA . В каждой четверке циклов суммировались отдельно низкие циклы (1, 4) и высокие (2, 3).

Для осесимметричной части, также как и для площади солнечных пятен, выполняется правило Гневывшева-Оля (Г-О) в следующей формулировке: четный цикл ниже, чем следующий за ним нечетный [3]. Это правило нарушается для циклов 22–23. Для долготной асимметрии (неосесимметричная часть солнечной активности) наблюдалась следующая схема чередования высоких и низких циклов: первая пара из каждой группы из 4 циклов (циклы 12–15, 16–19, 20–23) следовала правилу Г-О, следующая пара следовала антиправилу Г-О, т.е. четный цикл был выше следующего за ним нечетного. Такая 44-летняя цикличность (двойной цикл Хейла) сохранялась в течение 12 циклов (12–23 циклы).

В связи с большим статистическим разбросом солнечных данных указанные особенности не всегда очевидны. Мы усреднили данные путем суммирования площадей пятен всех четных и всех нечетных циклов. Перед суммированием циклы приводились к единой продолжительности путем замены времени на переменную x согласно формуле: $x = (t - t_1) / (t_2 - t_1)$, где t_1 и t_2 – начало и конец цикла. Результат такого суммирования для 5 четных и 5 нечетных циклов представлен на рис. 2а (циклы 12–21). Видно, что сумма нечетных циклов значительно выше, чем сумма четных циклов. Для долготной асимметрии схема суммирования была выбрана с таким расчетом, чтобы проверить чередование правила Г-О и антиправила в последовательных парах циклов. Из каждой четверки циклов в одну из сумм включались 1 и 4 циклы (низкие), в другую сумму – 2 и 3 циклы (высокие). Перед суммированием также все циклы приводились к общей длине цикла. Результат суммирования для 12 циклов (циклы 12–23) приведен на рис. 2б, который показывает существенное превышение высоких циклов над низкими для всех 12 циклов.

В максимуме солнечного цикла разница между высоким и низким усредненными циклами составляла для площади солнечных пятен (рис. 2а)

34% от величины активности. Аналогичное соотношение высоких и низких циклов для долготной асимметрии также имеет близкое значение – 35%, что свидетельствует о значимости явления чередования в долготной асимметрии циклов, подчиняющихся правилу и антиправилу Г-О.

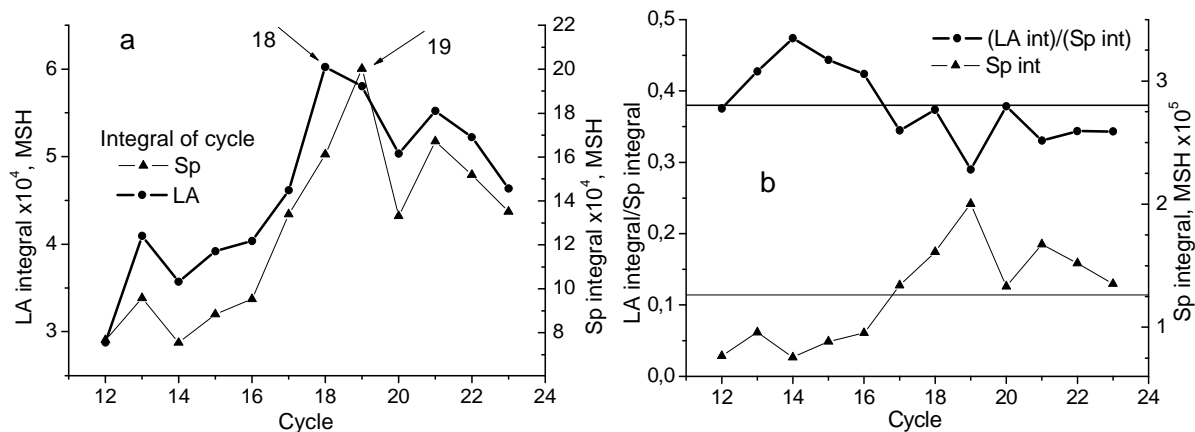


Рис. 3. (а) Изменение интегралов Sp и LA в 12–23 солнечных циклах. Максимумы кривых приходятся на разные циклы (указаны стрелками). (б) Интеграл площади пятен Sp и относительный вклад несимметричной компоненты LA/Sp. Горизонтальные линии соответствуют средним значениям.

Мы рассмотрели интегральную характеристику солнечной активности: сумму площадей пятен Sp за каждый цикл. Аналогично были вычислены интегралы осесимметричной AS и несимметричной LA компонент, которые изменялись в тесной связи с интегралом Sp ($R = 0.99$ и 0.94 соответственно). При общем подобии кривых (рис. 3а), для долготной асимметрии самым высоким является 18 цикл, в то время как для площади пятен самым высоким является 19 цикл.

На рис. 3б приведены интеграл Sp и отношение интегралов LA/Sp. Среднее значение отношения отмечено горизонтальной линией на уровне 0.38. Наблюдается некоторая тенденция в изменении отношения LA/Sp со временем: для 12–16 циклов точки LA/Sp лежат выше среднего, в то время как для 17–23 циклов LA/Sp ниже среднего. Увеличение интеграла Sp приводит к уменьшению отношения. Однако при постоянном росте интеграла Sp в 17–19 циклах отношение в 18 цикле повышается, что подчеркивает особенность этого цикла для долготной асимметрии. Анализ поведения двух компонент – осесимметричной и несимметричной – на протяжении 13 циклов СА показывают, что их изменения носят регулярный характер и являются неотъемлемой частью солнечного цикла.

Литература

1. Pipin V.V., Kosovichev A.G. // *Astrophys. J.*, 813, 134, 2015.
2. Nagovitsyn Y.A., Nagovitsyna E.Y., Makarova V.V. // *Astron. Lett.*, 35, 564, 2009.
3. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G., Danilova O.A. // *Solar Phys.*, 295:86, 2020.

СИНХРОНИЗАЦИЯ, ПРИЧИННОСТЬ И ОБРАТИМОСТЬ В СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКЕ

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

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

SYNCHRONIZATION, CAUSALITY AND TIME-REVERSABILITY IN SOLAR-TERRESTRIAL PHYSICS

Volobuev D.M., Makarenko N.G.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

Solar-terrestrial links are studied during centuries. Despite numerous models are developed for explaining possible mechanisms still a few statistical methods are used for verifying models with empirical data. Most of empirical data are available as time series or indices but only a few recent decades are presented with images and matrix data. Considering vector or scalar time series we can use generalized synchronization theory (GST) to identify causal links. We discuss the applicability of different methods originated from GST to particular problems of solar-terrestrial physics. As an example we calculate conditional dispersion for total cloudiness fraction versus galactic cosmic rays (GCR) or total solar irradiance (TSI) as possible causes. We found that GCR can be the cause of total cloudiness fraction variations, but not TSI. As another example we calculate granger causality for normal and time-reversed Wolf numbers, sunspot areas and global earth surface temperature. We found that Wolf numbers and global earth surface temperature are not reversible in time having a backward and forward arrow of time respectively.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-57-60

Исследования причинности по эмпирическим временным рядам известно в эконометрии [1], экологии [2] и исследованиях климата [3]. Мы пытались ранее применить эти методы для исследования асимметрии динамики между полушариями Солнца [4]. Большая часть экспериментальных данных, которые используются для обнаружения Солнечно-Земных связей, доступны в виде временных рядов; изображения появились, в основном, в эпоху спутниковых наблюдений. Ряды содержат гео/гелиофизические характеристики, которые отображают пространственно-временную сложность систем на Солнце и Земле в скалярные, или векторные временные последовательности. Можно ли такие ряды рассматривать как детерминированно-порожденную наблюдаемую в смысле Такенса [5]? Насколько обратная реконструкция, как топологическое вложение, эквивалентна исходной системе? Эти вопросы важны, поскольку "наблюдаемая" по Такенсу предполагает существование аттрактора и типичность проекции на первую координату, что эквивалентно свойствам сильного перемешивания в системе. Поскольку взаимодействующие системы на Солнце и Земле являются термодинамически открытыми и нестационарными, тео-

рема существования и единственности решения для динамических уравнений может отсутствовать. В этой ситуации, детектирование солнечно-земных связей может опираться на набор простых техник, обеспечивающих математически правдоподобный результат.

Целью нашей работы является анализ эффективности методов условной дисперсии [6] и причинности по Грейнджеру [1] для задач выявления Солнечно-Земных связей. В качестве примера мы рассмотрим задачу о связи облачности с потоком галактических космических лучей (ГКЛ) и задачу обратимости рядов во времени.

В тесте Грейнджера на причинность [1] проверяются нулевые гипотезы для временных рядов $x(t)$ и $y(t)$ длиной n : « y не является причиной x » и « x не является причиной y ». Для проверки этих гипотез строятся авторегрессии с *подмешиванием* в них регрессии по тестируемой переменной. Например, для первой гипотезы:

$$x(t) = a_0 + a_1 x(t-1) + \dots + a_p x(t-p) + b_1 y(t-1) + \dots + b_p y(t-p) + \xi(t) \quad (1)$$

Глубина регрессии p определяется по минимуму Байесовской информации.

Для проверки гипотезы используется F -тест, $F = \frac{RSS_R - RSS_U}{RSS_U} \frac{n-2p}{p}$, сравне-

ния ошибки регрессионной аппроксимации для $x(t)$ с использованием (UR) и без использования (R) второго ряда $y(t)$. Для расчетов мы использовали вариант алгоритма [7]. Уравнение (1) постулирует линейные связи. Проверка возможных нелинейных связей требует методов, основанных на эмбедологии [5], таких как условные дисперсии [6] или более новый метод ССМ [2], который, мы полагаем, более подвержен ошибкам на малых масштабах. Метод условных дисперсий [6] основан на синхронном анализе статистики расстояний σ в пространстве вложений в зависимости от мас-

штаба ε . $\sigma_{xy}^M(\varepsilon) = \left(\frac{\sum_{i \neq j} \|y_i^M - y_j^M\|^2 \theta(\varepsilon - \|x_i^M - x_j^M\|)}{\sum_{i \neq j} \theta(\varepsilon - \|x_i^M - x_j^M\|)} \right)^{1/2}$, где $\{x_i\}$ – временной ряд, M –

размерность вложения, θ – функция Хевисайда. Значение $\sigma(\varepsilon) \approx const$ при любом ε реферируется как независимость одной системы от другой; в противном случае говорят о зависимости.

Рассмотрим теперь применение этих двух методов. Гипотеза о воздействии ГКЛ на облачность широко обсуждалась в литературе [8], однако она не была убедительно ни доказана, ни опровергнута. В частности, предполагается эффект корреляции противоположный по знаку для низкой и высокой облачности [9]. На рис. 1 представлена условная дисперсия (3) между рядами полной облачности [10] и ГКЛ [11] (левая панель) и облачности и полного потока излучения (TSI). [12] за период 1980–2020. Причинность по Грейнджеру отсутствует в обоих случаях ($F < C_v$). Однако рис. 1 (правая панель) подтверждает нелинейную связь между облачностью и потоком галактических космических лучей, а рис. 1 (левая панель)

отвергает наличие связи между облачностью и TSI. Таким образом, условная дисперсия более универсальна, чем причинность по Грейнджеру, проверяя более общую базовую гипотезу нелинейных связей.

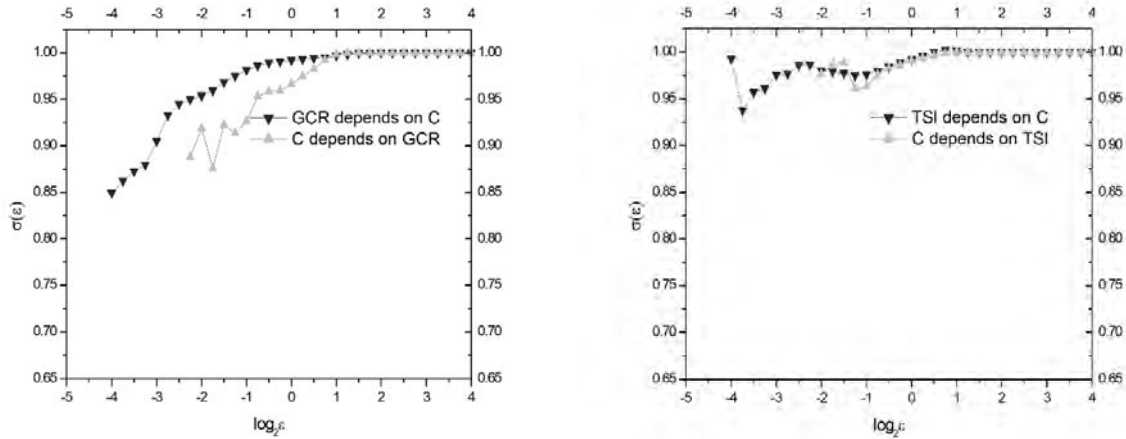


Рис. 1. Условная дисперсия (σ) vs $\log(\epsilon)$ для проверки гипотезы, что облачность (C) зависит от космических лучей (CR) (левая панель) или гипотезы, что C зависит от TSI (правая панель).

Рассмотрим, далее, задачу об обратимости рядов. Поставим задачу определить из временного ряда, является ли в нем прошлое причиной (по Грейнджеру) его будущего. Поскольку прошлое многих рядов было реконструировано по различным прокси данным, имеет смысл проверить и обратную гипотезу: является ли будущее причиной для прошлого.

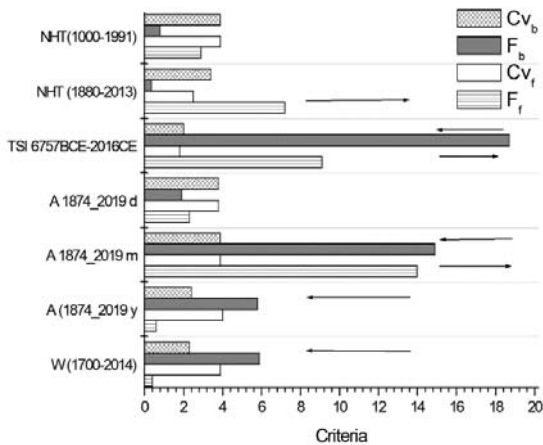


Рис. 2. Причинность по Грейнджеру, примененная к исследованию обратимости чисел Вольфа, площадей пятен, полного потока излучения Солнца и глобальной приземной температуры. $F_f > C_{v_f}$ – критерий для отбрасывания нулевой гипотезы что ряд не является причинным по Грейнджеру в прямом, либо в обратном ($F_b > C_{v_b}$) направлении времени.

Обозначения: W(1700-2014) – среднегодовое число Вольфа v_2 [13], A(1874_2019) y (m, d) – среднегодовая (среднеоборотная, ежедневная) площадь солнечных пятен [14], TSI – реконструкция полного потока излучения Солнца [15], NHT – инструментальные [16] и реконструированные [17] данные по приземной температуре Северного полушария.

Для этого разделим ряд на две равные части, и проверим первую гипотезу, затем обратим во времени, и проверим вторую гипотезу. Результаты представлены на рис. 2.

Выводы

Мы показали возможность нелинейной связи между ГКЛ и облачностью, при этом линейная связь (по Грейнджеру) отсутствует. Среднегодовые площади пятен, как и индексы Вольфа имеют асимметрию во времени: будущее является причиной прошлого, но не наоборот. Прошлые среднегодовые температуры являются Грейнджер-причиной будущих, но не наоборот. Среднемесячные площади пятен являются, симметрично, собственной Грейнджер-причиной, так же как реконструкция TSI [15] в Голоцене.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00088-а, AP05134227 (Казахстан)

Литература

1. *Granger C.W.J.* Investigating causal relations by econometric models and cross-spectral methods // *Econometrica: journal of the Econometric Society*. 1969. С. 424-438.
2. *Clark A.T. et al.* Spatial convergent cross mapping to detect causal relationships from short time series // *Ecology*. 2015. Т. 96. № 5. С. 1174-1181.
3. *Verbitsky M.Y. et al.* Detecting causality signal in instrumental measurements and climate model simulations: global warming case study // *Geoscientific Model Development*. 2019. Т. 12. № 9.
4. *Volobuev D.M., Makarenko N.G.* The dynamic relation between activities in the Northern and Southern solar hemispheres // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2016. Т. 56. №. 7. С. 880-885.
5. *Sauer T., Yorke J.A., Casdagli M.* Embedology // *Journal of statistical Physics*. 1991. Т. 65. № 3-4. С. 579-616.
6. *Čenys A., Lasiene G., Pyragas K.* Estimation of interrelation between chaotic observables // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1991. Т. 52. № 2-3. С. 332-337.
7. Chandler (2020). Granger Causality Test (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/25467-granger-causality-test>), MATLAB Central File Exchange. Retrieved October 18, 2020.
8. *Pudovkin M.I., Veretenenko S.V.* Cloudiness decreases associated with Forbush-decreases of galactic cosmic rays // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1995. Т. 57. № 11. С. 1349-1355.
9. *Yu F.* Altitude variations of cosmic ray induced production of aerosols: Implications for global cloudiness and climate // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2002. Т. 107. № A7. С. SIA 8-1-SIA 8-10.
10. Dataset accessed 2020-10-19 at <https://giovanni.gsfc.nasa.gov/giovanni>
11. Dataset accessed 2020-10-19 at <http://cosmicrays oulu.fi/>
12. *Coddington O. et al.* Recent Advances of the NOAA Solar Irradiance Climate Data Record and Comparisons with Independent Datasets // *EGUGA*. 2018. С. 5539.
13. Dataset accessed 2020-10-19 at <http://www.sidc.be/silso/datafiles>
14. *Mandal S. et al.* Sunspot area catalog revisited: Daily cross-calibrated areas since 1874* – 2020 // *A&A* 640, A78 (2020) <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037547D>
15. *Egorova T. et al.* Revised historical solar irradiance forcing // *Astronomy & Astrophysics*. 2018. Т. 615. С. A85.
16. GISTEMP Team, 2020: GISS Surface Temperature Analysis (GISTEMP), version 4. NASA Goddard Institute for Space Studies. Dataset accessed 2020-10-19 at <data.giss.nasa.gov/gistemp/>.
17. *Jones, et al., 1998*, Millennial Temperature Reconstructions. IGBP PAGES/World Data Center-A for Paleoclimatology Data Contribution Series #1998-039. NOAA/NGDC Paleoclimatology Program, Boulder CO, USA.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СИГОЛИ, ГАЛИЛЕЯ, КОЛОННЫ, КОЛОНЬИ И ШАЙНЕРА В 1612–1614 ГОДАХ

Вохмянин М.В.¹, Арльт Р.², Золотова Н.В.¹

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

²*Потсдамский астрофизический институт, Потсдам, Германия*

SOLAR ACTIVITY ACCORDING TO OBSERVATION DATA BY CIGOLI, GALILEI, COLONNA, COLOGNA, AND SCHEINER IN 1612–1614

Vokhmyanin M.V.¹, Arlt R.², Zolotova N.V.¹

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

²*Leibniz Institute for Astrophysics Potsdam, Potsdam, Germany*

The paper presents the results of reconstruction of the parameters of solar activity from the drawings of observers at the beginning of the seventeenth century. We analyse the drawings of the solar disk obtained by different methods and accuracy. Sunspot areas were measured in MSH. A lack of small groups of sunspots was found in early observations in comparison with modern ones. Here we present sunspot group time-latitude diagrams reconstructed by means of method exploiting the time indicated by an observer.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-61-64

Введение

Как известно астрофизикам, длина одного солнечного цикла составляет порядка 11 лет, и на данный момент Солнце вступает в 25-й цикл активности по цюрихской нумерации. Для того чтобы судить о модах солнечной цикличности [1] на вековых масштабах, необходимо привлекать для научного анализа исторические астрономические архивы [2–4]. В настоящее время ведется активная работа по восстановлению параметров солнечной активности по зарисовкам солнечного диска в XVII и XVIII веках [5–10].

В данной работе выполнено детальное восстановление числа групп пятен, площадей пятен и их широтно-временное распределение по зарисовкам солнечного диска Лодовико Кардии, известного как Сиголи в период с 18 февраля по 23 марта 1612 [11], с 29 апреля по 6 мая 1612 [12] и с 18 по 25 августа 1612 [13], Галилео Галилея с 12 февраля по 3 мая 1612 [14] и с 19 по 21 августа 1612 [15], Сигизмондо Колоньи с 6 сентября по 9 октября 1612 [16], Фабио Колонны с 1 августа по 30 сентября 1613 [17] и 3 октября 1614 [18]. Также нами проанализирована одна зарисовка Кристофера Шайнера 1 августа 1613, которую перерисовал Марк Велзер [19], для удобства данная зарисовка была включена в ряд наблюдений Колонны. Все рассмотренные в работе манускрипты хранятся в архивах Национальной центральной библиотеки Флоренции (museogalileo.it).

Результаты анализа

На рисунке 1 представлены восстановленные данные солнечной активности в 1612–1613 гг. На рисунке 1(а) показано число групп пятен для каждого из наблюдателей для каждой зарисовки. Иногда наблюдатель делал в один день две зарисовки. В рассматриваемый период каждый из наблюдателей регистрировал до 9–10 групп. Заметим, что ранние зарисовки в феврале-мае 1612 г. имеют диаметр всего 3.5–5 см и выполнены в схематичной манере, а, следовательно, можно предположить, что число групп на таких зарисовках меньше, чем могло быть в действительности. Сравнение числа групп пятен восстановленных в данной работе с реконструкцией ряда групп пятен Свальгарда и Шатена [20] указывает на то, что период 1610-х гг. вероятно относился к периоду векового максимума.

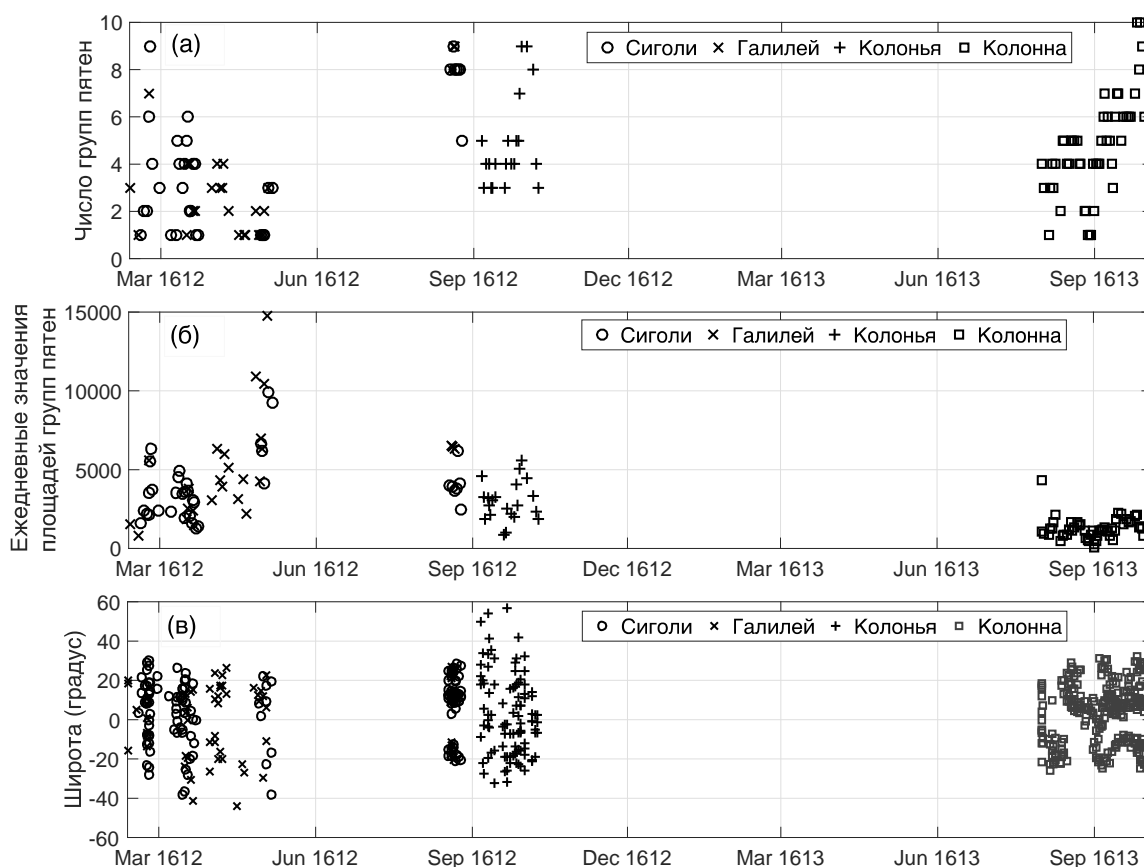


Рис. 1. (а) Ежедневные числа групп солнечных пятен; (б) ежедневные значения индекса площадей солнечных пятен; (в) широтно-временное распределение групп пятен по данным наблюдений Сиголи, Галилея, Колонья, Шайнера и Колонны в 1612–1613 гг.

На рисунке 1(б) показаны ежедневные значения индекса площадей групп пятен. В конце апреля – начале мая 1612 г. площади достигают и превышают 10000 м.д.п. По всей видимости, это результат того, что пятна были зарисованы увеличенного размера. К данному выводу мы пришли из сравнений с зарисовками Харриота [9]. По каталогам Гринвических данных и данных Кодаяканала в период с 16-го по 23-й цикл активности еже-

дневные значения индекса площадей групп пятен достигают лишь порядка 8000 м.д.п. [21].

На рисунке 1(в) показано широтно-временное распределение групп пятен. Большинство групп пятен располагается в пределах 40 градусов широты. В период сентября 1612 в северном полушарии широты пятен достигают почти 60 градусов. Однако это может быть результатом значительной неточности в зарисовках Колоньи. На это указывает большой разброс широт одной и той же группы на последовательных зарисовках. Заметим, что на зарисовках Сиголи и Галилея в августе 1612, выполненных с помощью проекционного метода, пятна не попадают в область экватора. Оставшиеся зарисовки, и в особенности первые зарисовки Сиголи и Галилея в феврале-мае 1612 и зарисовки Колоньи, показывают появление пятен в экваториальной области. Мы предполагаем, что данный эффект является результатом неточности указания положений пятен на маленьких зарисовках.

Выводы

В данной работе мы представили результаты реконструкции солнечной активности по архивам солнечных наблюдений в начале XVII века. Были получены данные о числе пятен и групп солнечных пятен, их площадях и гелиокоординатах. Сделан вывод, что эти исторические данные относятся к периоду векового максимума солнечной активности. Значения ежедневных площадей групп пятен достигающих 15000 м.д.п., объясняется тем, что размер пятен на некоторых схематических зарисовках увеличен. Размах широтно-временного распределения групп пятен в основном не выходит за пределы 40 градусов.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-00053.

Литература

1. *Parker, E.N.* The enigma of solar activity, Basic mechanisms of solar activity, Proceedings from IAU Symposium no. 71, edited by Vaclav Bumba and Josip Kleczek, 3, 1976.
2. *Arlt, R., Vaquero, J.M.* Historical sunspot records // Living Reviews in Solar Physics, v. 17, Issue 1, article id.1, 2020.
3. *Vaquero, J.M., Vazquez, M.* The Sun recorded through history: scientific data extracted from historical documents, Astrophysics and Space Science Library, v. 361, Berlin: Springer, 2009.
4. *Munoz-Jaramillo, A., Vaquero, J.M.* Visualization of the challenges and limitations of the long-term sunspot number record // Nature Astronomy, v. 3, 205, 2019.
5. *Arlt, R., Senthamizh Pavai, V., Schmiel, C., Spada, F.* Sunspot positions, areas, and group tilt angles for 1611-1631 from observations by Christoph Scheiner // Astronomy and Astrophysics, v. 595, A104, 2016.

6. *Hayakawa, H., Iwahashi, K., Tamazawa, K., et al.* Iwahashi Zenbei's Sunspot Drawings in 1793 in Japan // *Solar Physics*, v. 293, Issue 1, article id. 8, 13, 2018.
7. *Neuhauser, R., Arlt, R., Richter, S.* Reconstructed sunspot positions in the Maunder minimum based on the correspondence of Gottfried Kirch // *Astronomische Nachrichten*, v. 339(4), 219, 2018.
8. *Carrasco, V.M.S., Vaquero, J.M., Gallego, M.C., et al.* Sunspot characteristics at the onset of the Maunder minimum based on the observations of Hevelius // *Astrophysical J.*, v. 886(1), 18, 2019.
9. *Vokhmyanin, M., Arlt, R., Zolotova, N.* Sunspot positions and areas from observations by Thomas Harriot // *Solar Physics*, v. 295(3), 39, 2020.
10. *Carrasco, V.M.S., Garcia-Romero, J.M., Vaquero, J.M., et al.* The umbra-penumbra area ratio of sunspots during the Maunder minimum // *Astrophysical J.*, v. 865(2), 88, 2018.
11. *Cigoli, L.* Cardi Ludovico (detto Il Cigoli) a Galilei Galileo, 23 marzo 1612. BNCF Gal. 57, 61r, 1612.
12. *Cigoli, L.* Cardi Ludovico (detto Il Cigoli) a Galilei Galileo, 30 giugno 1612. BNCF Gal. 89, 117r, 1612.
13. *Cigoli, L.* Solares maculae, prout e tubo receptae sunt inversae, Neapoli observatae ac signis notatae. BNCF Gal. 57, 104r, 1612.
14. *Galilei, G.* Appunti relativi alle Macchie Solari. BNCF Gal. 57, 68v, 1612.
15. *Galilei, G.* I storia E dimostrazioni intorno alle macchie solari E loro accidenti comprese, in tre lettere scritte all'illvstrissimo signor Marco Velseri..., G. Mascadi, Roma, 1613.
16. *Cologna, S.* Sigismondo da Colonia a Castelli Benedetto, 10 ottobre 1612. BNCF Gal. 95, 35r, 1612.
17. *Colonna, F.* Solares maculae, prout e tubo receptae sunt inversae, Neapoli observatae ac signis notatae. BNCF Gal. 57, 78r, 1613.
18. *Colonna, F.* Colonna Fabio a Galilei Galileo, 3 ottobre 1614. BNCF Gal. 90, 204ar, 1614.
19. *Welser, M.* Welser Marcus a Galilei Galileo, 18 ottobre 1613, BNCF Gal. 57, 1613.
20. *Svalgaard, L., Schatten, K.H.* Reconstruction of the sunspot group number: the backbone method // *Solar Physics*, v. 291, 2653, 2016.
21. *Mandal, S., Hegde, M., Samanta, T., et al.* Kodaikanal digitized white-light data archive (1921–2011): Analysis of various solar cycle features // *Astronomy and Astrophysics*, v. 601, A106, 2017.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТНЫХ ТЕМПЕРАТУР В ПОЛЯРНОЙ
КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЕ НА РАССТОЯНИЯХ ОТ ЛИМБА СОЛНЦА
ДО ДВУХ РАДИУСОВ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ
В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН НА РАТАН-600**

Голубчина О.А.

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

**DISTRIBUTION OF BRIGHTNESS TEMPERATURES IN THE POLAR
CORONAL HOLE AT DISTANCES FROM THE SUN'S LIMB TO TWO
SOLAR RADII ACCORDING TO OBSERVATIONS IN CENTIMETER
WAVELENGTHS ON THE RATAN-600**

Golubchina O.A.

St. Petersburg Branch of Special Astrophysical Observatory, St. Petersburg, Russia

This article presents an overview of the main results of the study of the polar coronal hole (CH) over the North pole of the Sun based on observations of the solar eclipse on March 29, 2006. The observations were made on the RATAN-600 radio telescope in a wide cm-range of wavelengths: 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 cm. The RATAN-600 is the radio telescope of the Russian Academy of Sciences. The results obtained are discussed: the distribution of the brightness temperatures of the polar coronal hole above the North pole of the Sun at distances of approximately (1.005–2.0) R_s (R_s – the radius of the Sun); the identity of the temperature properties of the polar CH and low-latitude coronal holes (CHs) on the Sun during the period of minimal solar activity. The results were analyzed using observational and theoretical data published by various authors. We discuss the enhance of the microwave radiation of the polar coronal hole registered on short waves from observations of the total solar eclipse on March 29, 2006 using the RATAN-600 telescope. Comparison of the obtained brightness temperatures of the polar CH with the brightness temperatures of low-latitude CHs observed earlier at close wavelengths indicates the identity of the temperature properties of the CHs regardless of their location on the Sun and of their organization during the period of minimum solar activity

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-65-68

1. Введение

Корональные дыры (КД) – это области низкой температуры и плотности на поверхности Солнца. Они имеют однополярное магнитное поле с открытой конфигурацией. Полярные КД всегда видны на полюсах Солнца в момент минимальной солнечной активности. КД наблюдаются на фоне спокойного Солнца как области пониженной интенсивности на сантиметровых длинах волн, если $\lambda > 5$ см [1]. На сантиметровых длинах волн радиоизлучение КД коррелирует с самыми темными местами на поверхности Солнца в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах и с областями яркости в линии He I 1038 Å. КД не видны на поверхности Солнца на ко-

ротких сантиметровых длинах волн. В данной работе мы приводим анализ результатов наблюдения максимальной фазы солнечного затмения 29 марта 2006 года в режиме "Эстафеты" на Северо-Восточном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на длинах волн $\lambda = (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7)$ см [2]. Пространственное разрешение телескопа (ДНА) составляет минуты дуги. В момент максимальной фазы солнечного затмения (11:17 UT) открытая часть оптического диска Солнца составляла 0, 2 %. Центр диаграммы направленности антенны (ДНА) был смещен на +15 дуговых мин к северу от центра оптического диска Солнца. Поэтому центральная часть ДНА располагалась в северной полярной зоне, где находилась полярная корональная дыра (КД). Это позволило наблюдать полярную корональную дыру над Северным полюсом Солнца.

2. Основные результаты наблюдений

Основная задача «Распределение яркостных температур полярной корональной дыры на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн» выполнялась путем сравнения реальных наблюдений и полуэмпирических моделей Солнца (Луны). Для моделирования был введен ряд упрощений. Математическая модель Солнца (Луны) рассматривалась как сферически симметричная модель, состоящая из концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри них. Были созданы одномерные файлы радиусов и соответствующих яркостных температур для Солнца (Луны). Яркостные температуры модельных колец Солнца (Луны) задавались согласно литературным данным [13], либо подгоняя их методом проб и ошибок, либо решая уравнение переноса [12, 13], либо комбинируя все перечисленные методы. Кроме того, яркостные температуры солнечных колец были рассчитаны также путем решения уравнения переноса с использованием уравнения Баумбаха-Аллена для определения концентрации электронов на заданных расстояниях в солнечной короне.

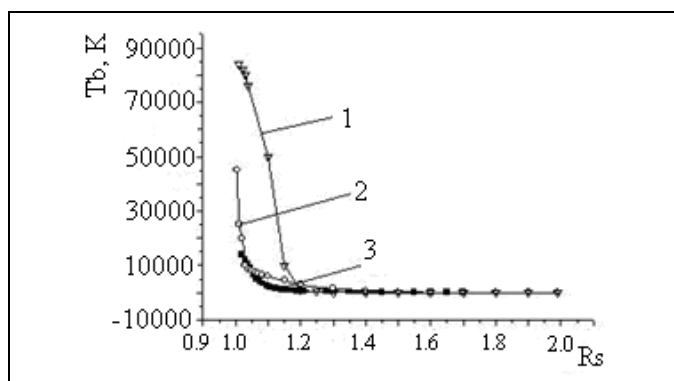


Рис. 1а. Распределение яркостных температур T_b , К по расстоянию от солнечного лимба до $2 R_s$ для КД над Северным полюсом Солнца на длинах волн: 1 – 30.7 см; 2 – 13.0 см; 3 – 6.2 см.

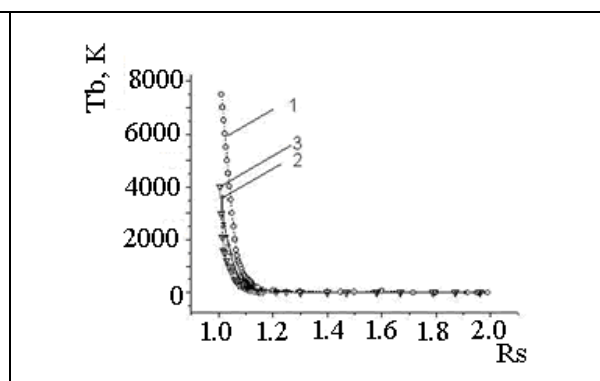


Рис. 1б. Распределение яркостных температур T_b , К по расстоянию от солнечного лимба до $2 R_s$ для КД над Северным полюсом Солнца на длинах волн: 1–2.7 см; 2–1.38 см; 3–1.03 см.

Степень совпадения антенных температур модельных источников с реальной записью радиоизлучения Солнца и Луны во время солнечного затмения 29 марта 2006 года является оценкой качества моделирования.

Основными результатами нашего наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 г. являются: 1) полученное распределение яркостных температур полярной корональной дыры на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн; 2) идентичность температурных свойств КД независимо от их расположения на Солнце и организации корональных дыр в период минимальной солнечной активности.

3. Дискуссия

Анализ результатов проводился с использованием наблюдательных и теоретических данных, опубликованных различными авторами. Впервые обнаружено распределение яркостных температур в полярной корональной области Солнца в см-диапазоне длин волн на расстояниях $\sim (1.005-2) R_s$. Резкое снижение яркостной температуры радиоизлучения Солнца на волнах $\lambda = 13.0, 30.7$ см (рис. 1а) наблюдается на интервале расстояний $(1.005-1.03) R_s, (1.01-1.15) R_s$ [3, 4]. Резкого уменьшения яркостных температур радиоизлучения Солнца на коротких длинах волн 1.03, 1.38, 2.7 см на расстояниях примерно от 1.005 R_s до 1.03 R_s не выявлено (рис. 1б).

Анализ полученного распределения яркостных температур полярной корональной дыры в первую очередь проводился с привлечением результатов более ранних наблюдений крупных низкоширотных корональных дыр и спокойного Солнца на РАТАН-600 в стандартном режиме наблюдений в годы спокойного Солнца [1]. Результаты сравнений подтвердили реальную регистрацию полярной корональной дыры над Северным полюсом Солнца 29.03.2006 г. на волнах (6.2, 13.0, 30.7) см и отсутствие видимости КД на волнах 1.03, 1.38, 2.7 см.

Подробное исследование усиления радиоизлучения полярной корональной дыры на коротких радиоволнах было выполнено с использованием микроволновых изображений (17 ГГц), полученных на радиогелиографе Нобейма, магнитограмм и изображений EUV (SOHO) [6, 8–11]. Авторы пришли к выводу, что радиоусиление обусловлено «усиленными однополярными магнитными областями, лежащими в основе корональной дыры». Структура микроволнового уярчения состоит из сглаженного компонента и компактного компонента. Усиление микроволнового излучения ассоциируется с усилением униполярных элементов потока. Самые темные участки корональной дыры в линии EIT 304 Å соответствуют повышенному радиоизлучению. Авторы обнаружили неоднородность структуры КД в миллиметровом диапазоне. Области повышенного радиоизлучения, как правило, совпадают с темными участками в (EUV SOHO/EIT) диапазоне. Чтобы понять усиление излучения на 17 ГГц вблизи полюсов, были рассмотрены различные модели с введением спикул, расположенных случайным образом, а также с введением спикул и небольших областей без спикул (межспикульные дыры), которые на картах наблюдений на частоте 17 ГГц вид-

ны как яркие пятна в районе полюса [10]. Увеличение интенсивности радиоизлучения полярных КД может быть связано с появлением полярных факелов, плюмов, ярких точек и сильных магнитных потоков. Иногда осветление в КД необъяснимо. Основываясь на результатах этих работ, мы предполагаем, что высокие яркостные температуры полярной корональной дыры на волнах (1.03, 1.38, 2.7) см и, как следствие, отсутствие видимости КД на этих волнах может быть вызвано присутствием полярных факелов, плюмов и униполярных магнитных полей вблизи северного полюса Солнца. Shibasaki [11] предположил, что уярчение полярных корональных дыр может быть обусловлено влиянием нагретой атмосферы, которая вытекает вдоль униполярного магнитного поля открытой структуры. Существует ли зависимость яркостных температур КД от их расположения на Солнце и, следовательно, от организации КД? Идентичность характеристик экваториальных и полярных КД была анализирована по данным наблюдений КД в белом свете на коронографе спутника Skylab [7]. Авторы пришли к выводу, что «физические условия внутри корональной дыры не зависят от индивидуальной локализации на Солнце». Результаты наблюдений полного солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 в см-диапазоне длин волн подтвердили этот вывод [5].

4. Заключение

Анализ результатов распределения яркостной температуры полярной корональной дыры над Северным полюсом Солнца на расстояниях (1.005–2.0) R_s на сантиметровых длинах волн с привлечением опубликованных данных других авторов подтвердил выводы, полученные нами из наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600: подтверждено резкое уменьшение яркостных температур радиоизлучения полярной корональной дыры на $\lambda > 6$ см вблизи солнечного лимба; на коротких сантиметровых длинах волн (1,03, 1,38, 2,7 см) полярная корональная дыра не видна; подтверждена идентичность температурных свойств полярной КД и низкоширотных КД независимо от их расположения на Солнце и, следовательно, от их организации в период минимума солнечной активности.

Литература

1. Borovik, V.N. // Lect. Notes Phys. 1994, 432, 185.
2. Golubchina, O.A., Golubchin, G.S. // Astrofiz. Issled., 1981, 14, 125.
3. Golubchina O. et al. // Astrophys. Bull, 2011, 66, 4, 488.
4. Golubchina O.A. & Korzhavin A.N. // Astrophys. Bull., 2013, 68, No.2, 219.
5. Golubchina O.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2017, vol. 57, Issue 8, 964.
6. Gopalswamy N. et al. // Geophysical Research, 1999, vol. 104, No. A5, 9767.
7. Munro R.H. & Jackson B.V. // ApJ. 1977, 213, 874.
8. Pohjolainen, S. // A&A, 2000, 361, 349.
9. Riehkainen, A., Urpo, S., Valtaoja, E. et al. // A&A, 2001, 366, 676.
10. Selhorst C.L. et al. // A&A, 2005, 440, 367.
11. Shibasaki K. // PASJ, 2013, 65, S17.
12. Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики. – М.: Наука, 1967.
13. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. – М.: Наука, 1964.

ПОЛЯРНЫЕ И ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ: ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ

Гопасюк О.С., Барановский Э.А., Таращук В.П., Штерцер Н.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

POLAR AND EQUATORIAL CORONAL HOLES: PHYSICAL CONDITIONS

Gopasyuk O.S., Baranovskii E.A., Tarashchuk V.P., Shtertser N.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Coronal holes (CH) are usually studied using data on extra-atmospheric short-wavelength radiation and this ignores the processes in the chromosphere, at the base of the CH. Observations in the $H\alpha$ and HeI 10830 Å lines allowed us to determine the physical conditions in the CH at the level of the chromosphere. Polar and equatorial CH were observed in 2015–2017 at the decline phase of the 24th cycle of solar activity. The polar coronal hole was located in the northern hemisphere. During this time, its relative intensity varied in the range of 1.0046–1.0355 for the HeI 10830 Å line and 0.9676–0.9866 for the $H\alpha$ line. The intensity of the equatorial CH varied over 1.0102–1.0377 for the HeI 10830 Å line and 0.9509–0.9819 for the $H\alpha$ line. Chromosphere models are calculated to explain the observed features of the studied CH. The models are constructed as a result of calculations of the profiles of the lines $H\alpha$ and HeI 10830 Å using a non-LTR program. Models have shown that the kinetic temperature in the equatorial CH is similar to the kinetic temperature of the polar CH and also increases depending on the height in the chromosphere. In both cases, the difference between the atmospheres of the CH and the quiet Sun is already noticeable at the upper photosphere - lower chromosphere level. The CH temperature is lower by 1000–2000 K compared to the undisturbed chromosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-69-72

Введение

Корональные дыры (КД) представляют собой крупномасштабные структуры в солнечной короне. КД наблюдаются на всех широтах, от полюсов до экватора. Исходя из продолжительности жизни и расположения, можно выделить три основные категории КД [1, 2]: полярные, неполярные (низкоширотные, изолированные) и транзиентные (корональные димминги), связанные с эруптивными событиями. Какого-либо значительного контраста интенсивности между областями КД и окружающей их атмосферой не видно до тех пор, пока температура не превысит $6\text{--}7\cdot 10^5$ К [3]. Согласно эмпирическим моделям атмосфер спокойного Солнца и КД существенное отличие температуры в КД начинается на уровне слоя с температурой, превышающей 10^5 К [4]. На уровне хромосферы в полярной КД, по сравнению с невозмущенной хромосферой, температура ниже на 500–1500 К, а плотность ниже в 2–3 раза [5].

В настоящей работе мы провели расчеты физических условий в хромосфере на двух разных широтах, которые могут помочь в объяснении наблюдаемой картины поведения вещества в основании полярных и экваториальных КД, наблюдавшихся на фазе спада 24 цикла солнечной активности в 2015–2017 гг.

Моделирование физических условий КД

Мы использовали одновременные наблюдения КД в линиях FeXII 193 Å (*SDO/AIA* [6]), HeI 10830 Å (данные телескопа БСТ-2 КрАО РАН с универсальным спектрофотометром [7]) и H α (данные обсерваторий сети GONG¹). Были проанализированы наблюдения полярной и пяти экваториальных КД во время прохождения ими центрального меридиана. Полярная КД существовала в северном полушарии в течение 24 кэррингтоновских оборотов. Расчет моделей хромосферы этой КД для трех моментов ее эволюции показал, что по всей высоте хромосферы температура и плотность в КД ниже, чем в невозмущенной хромосфере [5]. В настоящем исследовании ряд наблюдательных данных полярной КД был расширен. Экваториальные КД представляли собой сравнительно небольшие изолированные КД, наблюдавшиеся на низких широтах.

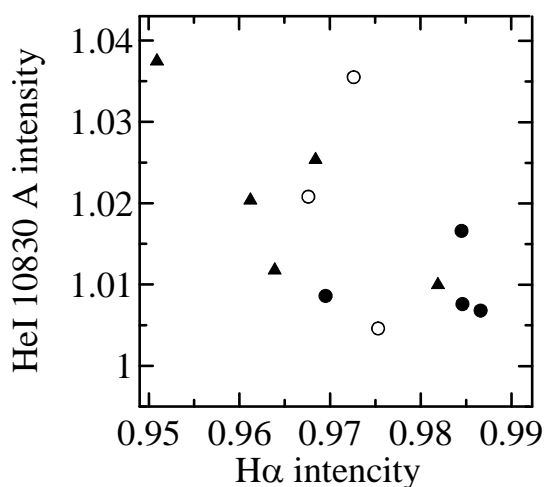


Рис. 1.

Границы КД, определенные по изображениям верхних слоев солнечной атмосферы в FeXII 193 Å, переносились на изображения в HeI 10830 Å и H α . Интенсивности в каждой из линий были приведены к уровню невозмущенного Солнца. Участки КД, в которых определились средние относительные интенсивности, располагались на расстоянии $\pm 10^\circ$ от центрального меридиана и на широтах 40° – 43° для полярной КД и -5° – 5° для экваториальных КД. Средние относительные интенсивности полярных (кружки; полые – данные из [5]) и экваториальных (треугольники) КД представлены

¹ <https://gong2.nso.edu>

на рис. 1. По сравнению с невозмущенной хромосферой во всех КД интенсивность в линии $\text{H}\alpha$ понижена на 2–4%. В то же время на уровне образования $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ интенсивность КД превышает интенсивность невозмущенной хромосферы на 1–4%.

Чтобы объяснить наблюдаемые интенсивности КД в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ были проведены вычисления профилей этих линий для разных моделей хромосферы. Модели задавались ходом температуры, плотности, турбулентной и лучевой скоростей с глубиной в хромосфере. С помощью вычисленных профилей определялась интенсивность в центре линии, которая сравнивалась с наблюдаемым распределением интенсивности в КД. Таким образом подбирались модели хромосферы в которых вычисленные интенсивности соответствовали наблюдаемым. Вычисление моделей проводилось с помощью не-ЛТР программы, алгоритм которой представлен в работе [8], и модели для фотосферы и хромосферы (VALC) [9]. В расчетах использовалась модель атома водорода с 9 уровнями и модель атома гелия с 11 уровнями. Для КД была использована обычная схема полубесконечной среды.

Восстановленные с помощью наблюдаемых интенсивностей профили линий позволили получить кинетическую температуру T в основании КД в хромосфере. На рис. 2 представлен ход температуры T в хромосфере полярной (рис. 2а) и экваториальных (рис. 2б) КД в зависимости от изменения колонковой плотности m . Модели для невозмущенной хромосферы представлены кривыми 1. При вычислениях был задан начальный уровень температуры в невозмущенной хромосфере, от которого велся счет моделей с изменением значений T . Кривые 2 представляют уровень нижней границы значений кинетической температуры T , полученные для полярной и экваториальных КД. Анализ моделей показал, что по всей протяженности хромосферы температура как в полярной, так и в экваториальных КД

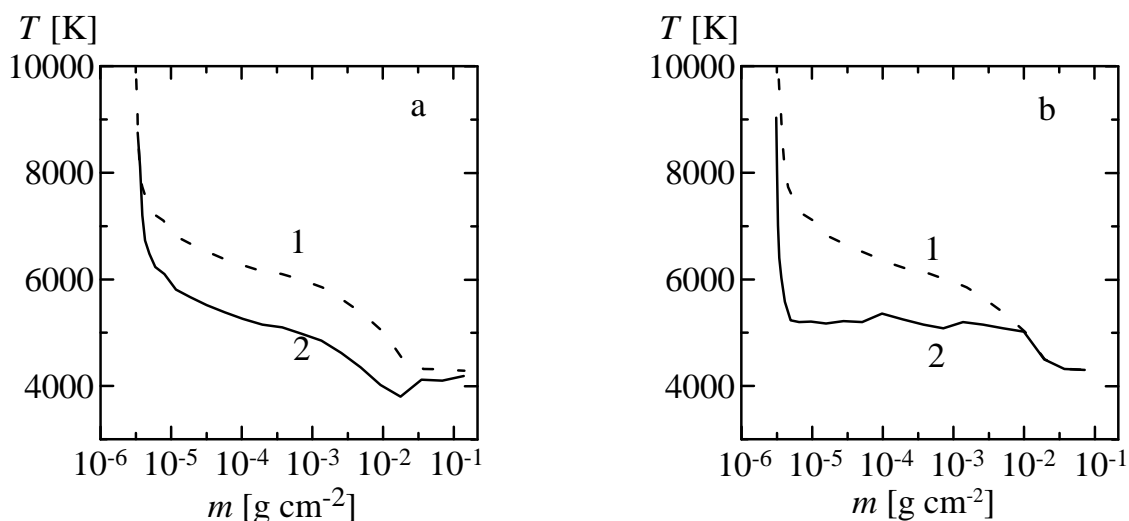


Рис. 2.

ниже по сравнению с невозмущенной хромосферой и увеличивается с увеличением высоты в хромосфере. Диапазон изменений температуры в полярной и экваториальных КД практически идентичен и составил 4000–9000 К. Различия между невозмущенной хромосферой и КД начинаются при температуре ~4500–5000 К. Самые большие различия температуры приходятся на верхнюю хромосферу. Линия HeI 10830 Å образуется при значениях колонковой плотности $m = 1.58 \cdot 10^{-6} - 6.31 \cdot 10^{-6}$ г·см⁻², H α образуется при $m = 1.58 \cdot 10^{-6} - 0.01$ г·см⁻². Значения $m \approx 0.1$ г·см⁻² соответствуют уровню температурного минимума.

Заключение

Наблюдения в линиях H α и HeI 10830 Å позволили нам определить физические условия в полярной и экваториальных КД на уровне хромосферы. Рассчитанные нами модели хромосферы показали, что кинетическая температура в экваториальных КД аналогична кинетической температуре полярной КД и также увеличивается в зависимости от высоты в хромосфере. В обоих случаях различие атмосфер КД и спокойного Солнца отмечено уже на уровне верхняя фотосфера – нижняя хромосфера. Температура КД ниже на 1000–2000К по сравнению с невозмущенной хромосферой. По данным радионаблюдений [10] и SOHO/CDS [11] корональная температура экваториальных КД аналогична температуре областей полярных КД, что соответствует нашим результатам для хромосферы. Однако, как показали исследования [12], экваториальный и полярный быстрый солнечный ветер – это две отдельные подкатегории быстрого ветра, и эти различия могут быть связаны с особенностями полярных и экваториальных КД, которые в действительности являются двумя отдельными типами регионов, а не одним и тем же типом региона, который наблюдается на разных широтах.

Литература

1. *Harvey K.L.* // in Proc. 8th International Solar Wind Conference, AIP Conf. Ser., 382, Eds. D. Winterhalter et al., Melville, NY: AIP, 9, 1996.
2. *Harvey K.L., Recely F.* // Solar Phys., 211, 31, 2002.
3. *Stucki K. et al.* // Astron. Astrophys., 381, 653, 2002.
4. *Borovik V.N. et al.* // Sov. Astron., 34, 522, 1990.
5. *Baranovskii E.A. et al.* // Astrophysics, 62, 226, 2019.
6. *Lemen J.R. et al.* // Solar Phys., 275, 17, 2012.
7. *Степанян Н.Н. и др.* // Изв. Крым. Астрофиз. Obs., 96, 171, 2000.
8. *Avrett E.H., Loeser R.* // SAO, Special Report, 303, 1969
9. *Vernazza J.E. et al.* // Astrophys. J. Suppl. Ser., 45, 635, 1981.
10. *Chiuderi Drago F. et al.* // Astron. Astrophys., 348, 261, 1999.
11. *Del Zanna G., Bromage B.J.I.* // J. Geophys. Res., 104, A059753, 1999.
12. *Zhao L., Landi E.* // Astrophys. J., 781, 110, 2014.

АНАЛИЗ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ EV LAC ПО ДАННЫМ ПРОЕКТА TESS

Горбачев М.А.^{1,2}, Шляпников А.А.²

¹*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

²*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

THE ANALYSIS OF FLARES ACTIVITY FOR EV LAC ACCORDING TO PROJECT TESS

Gorbachev M.A.^{1,2}, Shlyapnikov A.A.²

¹*Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia*

²*FSBI Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Crimea, Russia*

The results of the analysis of the flares activity of EV Lac according to the data of the TESS project are presented. The most typical flares have been demonstrated. The dependence of the flare activity on the phase of the axial rotation of the star has been studied. The dependence of the number of flares on the phase and their energy is illustrated. The segment of the phase of the EV Lac light curve, which contains the flares with the highest energies, is indicated.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-73-76

Для выяснения статистических и динамических особенностей проявления вспышечной активности одного из наиболее характерных представителей красных карликовых звёзд типа UV Кита – EV Lac, нами были проанализированы ряды наблюдений этого объекта, полученные при реализации проекта TESS [1]. Наблюдения проводились в течение 24 дней с 12.09.2019 по 06.10.2019.

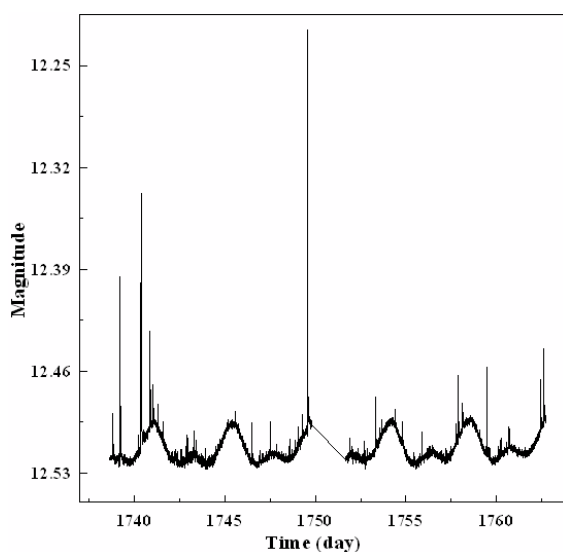


Рис. 1.

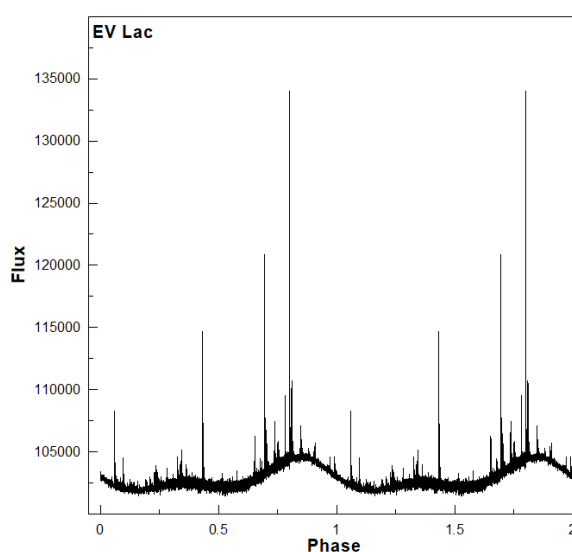


Рис. 2.

Рисунок 1 иллюстрирует кривую блеска EV Lac, построенную по данным TESS. Для анализа статистики вспышечной активности в зависимости от известного периода вращения звезды $4^d.378$ [2] была произведена свёртка наблюдаемого ряда с указанным периодом (рис. 2).

В таблице 1 приведены значения вычисленной энергии для некоторых из вспышек, которые отождествлены по кривой блеска. Расчет энергии вспышек проводился согласно методике, описанной в работе [3]. В первой колонке – номер вспышки, со второй по пятый столбец указано время начала, конца вспышки и момент максимума вспышки (в +57000 MJD), а также её продолжительность (в MJD). В шестой – относительная амплитуда, в седьмой – энергия.

Таблица 1.

| № | Flare start | Flare end | t max | Duration | $\Delta F/F^*$ | E, erg |
|----|-------------|------------|-------------|-----------|----------------|----------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 1 | 1738,821582 | 1738,86186 | 1738,82436 | 0,0402785 | 0,14 | 3,18E+32 |
| 2 | 1739,217423 | 1739,28409 | 1739,218812 | 0,0666678 | 0,91 | 1,98E+33 |
| 3 | 1740,363274 | 1740,43828 | 1740,36883 | 0,0750011 | 1,00 | 2,17E+33 |
| 4 | 1740,857725 | 1740,90773 | 1740,868837 | 0,0500007 | 0,79 | 1,72E+33 |
| 5 | 1741,024394 | 1741,07023 | 1741,02995 | 0,045834 | 0,31 | 6,66E+32 |
| 6 | 1741,299398 | 1741,31329 | 1741,302176 | 0,0138891 | 0,05 | 1,05E+32 |
| 7 | 1741,573013 | 1741,58829 | 1741,574402 | 0,0152779 | 0,03 | 6,70E+31 |
| 8 | 1742,536914 | 1742,55636 | 1742,536914 | 0,0194446 | 0,04 | 9,49E+31 |
| 9 | 1742,931363 | 1742,94664 | 1742,932752 | 0,015278 | 0,07 | 1,58E+32 |
| 10 | 1743,285534 | 1743,30776 | 1743,288312 | 0,0222225 | 0,08 | 1,93E+32 |
| 11 | 1743,93693 | 1743,95499 | 1743,93693 | 0,0180558 | 0,04 | 9,94E+31 |
| 12 | 1747,509186 | 1747,53974 | 1747,509186 | 0,0305558 | 0,09 | 2,04E+32 |
| 13 | 1749,064754 | 1749,06892 | 1749,064754 | 0,0041667 | 0,02 | 4,81E+31 |
| 14 | 1749,295312 | 1749,31337 | 1749,296701 | 0,0180557 | 0,05 | 1,04E+32 |
| 15 | 1749,580037 | 1749,64532 | 1749,582814 | 0,0652784 | 1,29 | 2,79E+33 |
| 16 | 1752,71895 | 1752,74673 | 1752,720339 | 0,0277778 | 0,12 | 2,50E+32 |
| 17 | 1753,313395 | 1753,36617 | 1753,316172 | 0,0527778 | 0,24 | 5,11E+32 |
| 18 | 1753,666172 | 1753,68978 | 1753,66895 | 0,0236111 | 0,05 | 1,13E+32 |
| 19 | 1754,798115 | 1754,84812 | 1754,798115 | 0,0499999 | 0,16 | 3,57E+32 |
| 20 | 1755,463392 | 1755,48145 | 1755,464781 | 0,0180555 | 0,03 | 5,52E+31 |
| 21 | 1755,863391 | 1755,88006 | 1755,864779 | 0,0166666 | 0,04 | 8,81E+31 |
| 22 | 1757,796716 | 1757,81338 | 1757,799494 | 0,0166666 | 0,04 | 9,70E+31 |
| 23 | 1757,888382 | 1757,93977 | 1757,896716 | 0,0513886 | 0,47 | 1,01E+33 |
| 24 | 1758,116159 | 1758,15366 | 1758,12727 | 0,0374998 | 0,23 | 5,08E+32 |
| 25 | 1759,46754 | 1759,52171 | 1759,468929 | 0,0541664 | 0,43 | 9,36E+32 |
| 26 | 1760,214757 | 1760,24392 | 1760,216146 | 0,0291665 | 0,08 | 1,78E+32 |
| 27 | 1760,259201 | 1760,3092 | 1760,263368 | 0,0499996 | 0,11 | 2,49E+32 |
| 28 | 1762,439741 | 1762,4828 | 1762,44113 | 0,0430553 | 0,19 | 4,28E+32 |
| 29 | 1762,631407 | 1762,66474 | 1762,634184 | 0,0333331 | 0,21 | 4,53E+32 |

На рисунках 3а – 3б представлены наиболее характерные для красных карликов по профилю вспышки, номера которых в таблице 1 выделены жирным шрифтом.

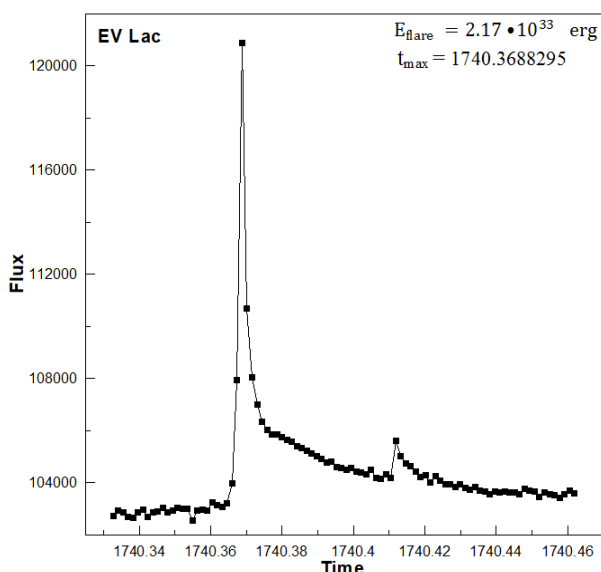


Рис. 3а.

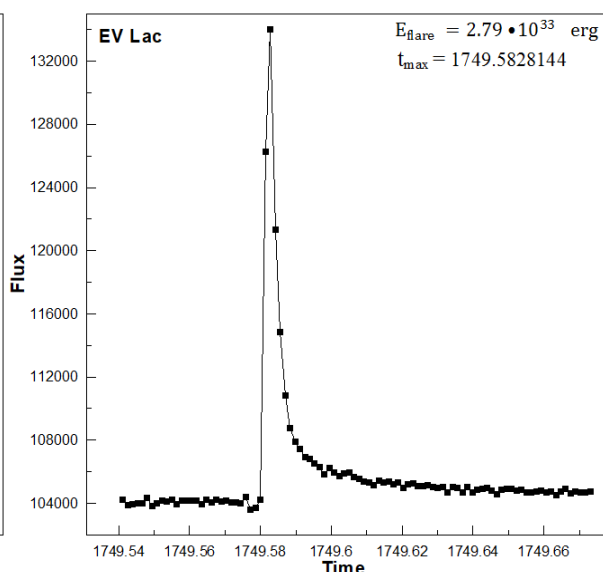


Рис. 3б.

Ниже на рисунке 4а показана гистограмма распределения числа вспышек от фазы. Как видно на изображении, максимум распределения приходится на участок 0.6–0.8 фазы, что соответствует участку возрастания блеска объекта. Гистограмма на рисунке 4б отображает распределение вспышек в зависимости от энергии. Энергия большинства вспышек не превышает 2×10^{32} Эрг.

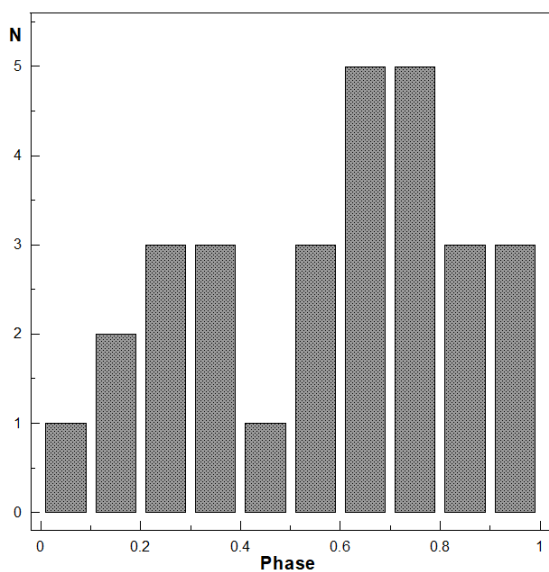


Рис. 4а.

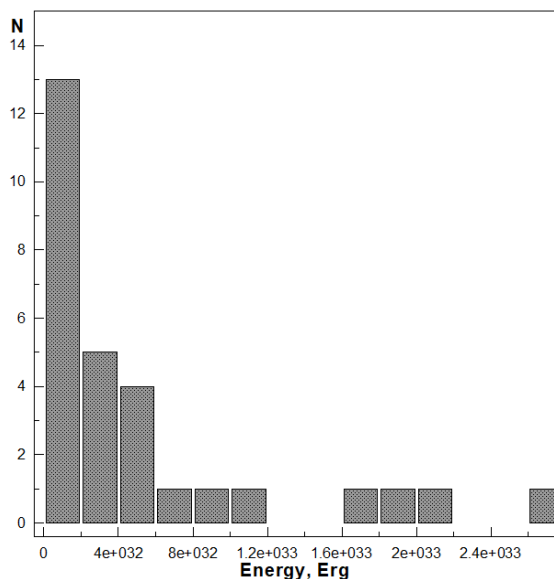


Рис. 4б.

Распределение энергии вспышек от фазы представлено на рисунке 5, на котором видно, что вспышки с наибольшими энергиями приходятся на участок 0.7–0.9 фазы.

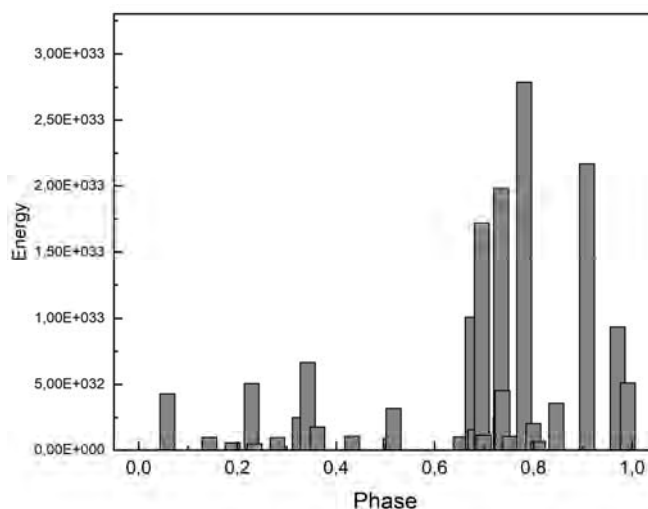


Рис. 5.

Анализ кривой блеска EV Lac по данным TESS на протяжении 24 дней выявил 29 вспышек активности звезды. Наибольшая частота вспышек наблюдается на участке 0.6–0.8 фазовой кривой, а число вспышек с наибольшими энергиями на 0.7–0.9, т.е. с задержкой на 0.1 фазы.

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку проводимой работы за счёт гранта 19-02-00191.

Литература

1. *Ricker G.R., Winn J.N., Vanderspek R. et al.* Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) // *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2015, V. 1, Id. 014003.
2. *Pettersen B.R.* Starspots and the rotation of the flare star EV Lac // *Astronomical Journal*, 1980, V. 85, P. 871-874.
3. *Shibayama et al.* Superflares on solar-type stars observed with Kepler. I. Statistical properties of superflares // *The Astrophysical Journal Supplement*, 2013, V. 209, I. 1, Id. 5, 13 pp.

ДЛИТЕЛЬНАЯ ВСПЫШКА, НЕ СОПРОВОЖДАВШАЯСЯ СОЛНЕЧНЫМИ ПРОТОНАМИ

Григорьева И.Ю.¹, Струминский А.Б.²

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

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

THE LONG-TERM FLARE WITHOUT SOLAR PROTONS

Grigoryeva I.Yu.¹, Struminsky A.B.²

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

²Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

The X1.6 flare of October 22, 2014 belongs to the group of long-term events without coronal mass ejections and solar cosmic rays in the interplanetary space has been studied. The acceleration of electrons up to 300 keV, as evidenced by non-thermal emission, took place in a configuration of closed loops limited by the conditions suitable for emission at the plasma frequency of 1.415 GHz. The EPHIN detector on board SOHO observed weak fluxes of these electrons in the 270–700 keV channel for about 20 minutes after the impulse phase near the Earth. It is possible that protons <10 MeV were accelerated in the flare together with electrons, but did not show their traces in the solar atmosphere and could not escape into the interplanetary space.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-77-80

В проблеме ускорения солнечных энергичных частиц (релятивистских электроном и протонов – солнечных космических лучей (СКЛ)) и связанных с ним явлений в атмосфере Солнца и в межпланетном пространстве (МП) отдельного внимания заслуживают события, указанные внизу диаграммы (см. рис. 9, 17) в [1]. Это длительные вспышки различных GOES классов, не сопровождающиеся регистрацией протонов на орбите Земли. Вопрос заключается в том что, если считать, что ускорение происходит во вспышках, и нет связанных с ними корональных выбросов массы (КВМ) (нет всплеска II-типа), но сами события мощные, длительные, постепенные (в мягком рентгеновском (SXR) излучении), то почему тогда не регистрировались СКЛ в них? А в случае вспышки X2.2 6 сентября 2017 года были зарегистрированы только релятивистские солнечные электроны [2].

Одним из необычных периодов наблюдений солнечных вспышек за последние 20 лет оказался конец октября 2014 года. Когда из многих X-, M-, C-вспышек, произошедших в одной активной области, только одна сопровождалась КВМ, но СКЛ в МП не были зарегистрированы вблизи Земли. Этот период в контексте обнаружения СКЛ упоминается в обзоре [3]. В нашей работе исследуется мощная длительная (>40 мин) с постепенным

ростом и спадом SXR излучения X-вспышка 22.10.2014 (X1.6) из этого периода без KBM и СКЛ.

На рис. 1 приведены временные профили вспышки X1.6: SXR-поток (GOES) и отсчеты в 3-х каналах HXR излучения (RHESSI) (a): температура и мера эмиссии вспышечной плазмы (b), микроволны (MW) на частотах RSTN (c). Временная шкала приведена к условному 0 минут согласно /ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/. Вертикальные прямые показывают время GOES SXR события, указанное в списках NOAA относительно указанного 0 (-3 начало, +23 пик, +45 мин конец вспышки). HXR излучение было < 300 keV, максимальная энергия наблюдалась только до (+5) мин и условие soft-hard-harder [4] не выполнено. Видно, что после официального конца вспышки (+45) мин, профили SXR, T , EM постепенно спадают вплоть до начала следующего события (+108) мин. До (+28) мин видны всплески в HXR излучении, второй пик согласуется с профилем T (серая

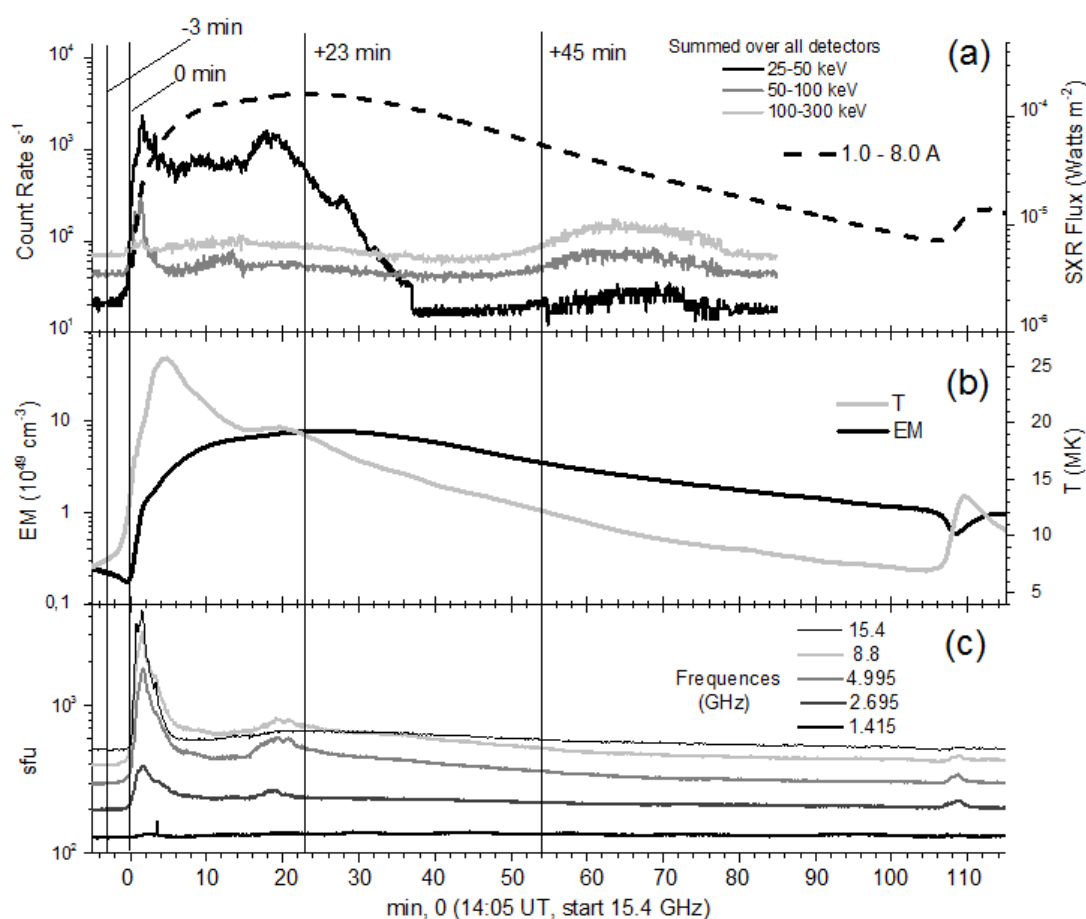


Рис. 1. Временной профиль вспышки X1.6 22.10.2014: (a) рентгеновское излучение SXR-поток (watts m^{-2}) GOES канал 1–8 Å – штриховая, темп счета HXR-детектора RHESSI – черная, серая и светло-серая сплошные кривые в каналах 25–50, 50–100 и 100–300 keV, соответственно), (b) мера эмиссии EM (10^{49}cm^{-3}) и температура T (MK) по данным GOES, (c) плотность потока (s.f.u.) на MW RSTN частотах 15.4–1.415 GHz. Шкала X: время в минутах от 0 (14:05 UT – начала регистрации на 15.4 GHz). Сплошные вертикальные линии описаны в тексте.

кривая). Такой же ход виден на MW, где излучение регистрировалось последовательно, начиная с высокой частоты 15.4 GHz, но ниже 1.415 GHz не наблюдалось, что отмечено в [5, 6].

На рис. 2 показана активность на временном интервале от начала вспышки (-3) мин до выхода на фоновый уровень записи EPHIN/SOHO. (a) динамика T и EM (производные по времени), где после основного 2-го всплеска производная T отрицательная. Видна фаза нагрева без роста EM (серая кривая, до 0 мин). Первый пик производной EM совпадает с самым жестким импульсом в HXR (рис. 2b, возрастание счета ACS SPI). Превышение потока электронов над фоном видно только в одном канале с (+8) до (+28) мин (рис. 2b, EPHIN/SOHO, пустые кружки и черная толстая кривая – усреднение по 5 мин). Вертикальные линии – начало на 15.4 GHz и GOES-пик в канале 1–8 Å (0 и (+23) мин).

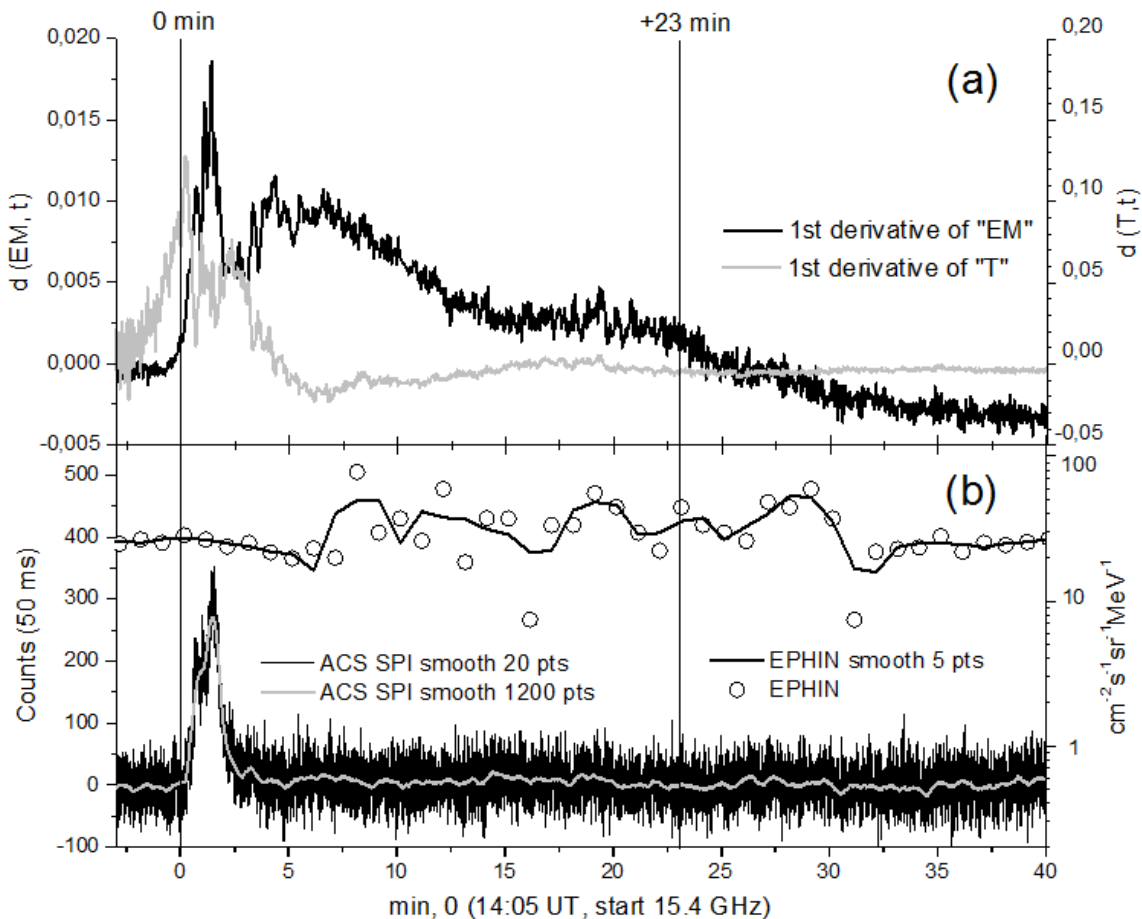


Рис. 2. (a) Производные по времени вспышечного профиля T и EM (GOES, черная и серая кривые). (b) Временной профиль потока солнечных электронов в канале 270–700 keV (EPHIN/SOHO, пустые кружки, толстая черная линия – усреднение за 5 мин); темп счета частиц за 50 ms (ACS SPI, черная – усреднение за 1 с (20 точек) и серая кривая – за 1 мин (1200 точек)). Шкала X: время в минутах от 0 (14:05 UT начала регистрации на 15.4 GHz). Сплошные вертикальные линии описаны в тексте статьи.

Спад эффективной T может быть связан с тем, что новые горячие петли не вносят заметный вклад в интегральное излучение, несмотря на продолжение выделения энергии. Учет дифференциальной EM может показать существование петель с высокой T , но малой EM . Изменение EM начинается вместе с видимыми изменениями HXR спектра (RHESSI, рис. 1a), что подтверждается ACS SPI (рис. 2b).

Время запаздывания 270–700 keV электронов относительно электромагнитного излучения ~ 5 мин при пути в 1.2 а.е. Поэтому слабое превышение интенсивности в низко энергичном канале EPIN/SOHO показывает, что электроны, ускорившиеся во вспышке до сотен keV, выходили в МП, начиная $\sim c$ (+3) до (+23) мин во время продолжения вспышечной активности. Так как ядерные γ -линии не регистрировались, и не было протонов в МП, то реализовывалась только первая фаза ускорения [2], как это было показано в событии X2.2 06.09.2017.

Таким образом, рассмотренные наблюдения показывают, что ускорительные процессы были, область взаимодействия электронов и плазмы ограничивалась условиями генерации MW на 1.415 GHz [7]. Возможно, отсутствие КВМ и связанной с ним ударной волны не позволило организовать длительный процесс стохастического ускорения электронов до релятивистских энергий и протонов ~ 100 MeV как предложено в [2], о чем свидетельствует невыполнение условия soft-hard-harder [4]. Однако эти факты не исключают того, что протоны ускорялись до энергий меньших порога генерации γ -линий (< 10 MeV). По-видимому, существование замкнутой магнитной конфигурации (благоприятное условие для захвата и удержания протонов), но отсутствие КВМ (эффективное пересоединение магнитных силовых линий активной области и МП) не создали условий для выхода протонов. Учет низко энергичных протонов может изменить представления об энергетике вспышечного процесса таких вспышек в целом [8, 9].

Работа, выполненная Григорьевой И.Ю. (ГАО РАН), осуществлена за счет субсидии программы «Энерговыделение», Струминским А.Б. (ИКИ РАН) – за счет субсидии программы «Плазма».

Литература

1. Cliver, E.W.; Kahler, S.W.; Kazachenko, M.; et al. // *ApJ*, 2019, vol. 877, id: 11 (17 pp).
2. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др. // *Физика Плазмы*, 2020, 46 (2), 139.
3. Klein K.-L., Dalla S. // *Space Sci. Rev.*, 2017, V. No 3-4, P.1107.
4. Kiplinger, A.L. // *ApJ*, 1995, v.453, p.973.
5. Thalmann, J.K., Su, Y., Temmer, M., et al. // *ApJ*, 2015, vol. 80, L23 (5 pp).
6. Sun, X.; Bobra, M.G.; Hoeksema, J.T., et al. // *ApJ*, 2017, vol. 804, L28, (6 pp).
7. Rieger, E.; Treumann, R.A.; and Karlicky, M. // *Sol. Phys.*, 1999, vol. 187(1), p. 59.
8. Hudson, H. // *Proc. ICRC*, 1985, 4, 58H.
9. Miller J.A., Cargill P.J., Emslie A., et al. // *J. Geophys. Res.*, 1997, vol. 102, p. 14631.

**СТРУКТУРА ГРАНИЦЫ ДИАМАГНИТНОГО ОБЛАКА
В ЭЛЕКТРОННОМ КИНЕТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ
ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ГИПЕРБЕТНОМ РЕЖИМЕ**

Губченко В.М.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

**STRUCTURE OF THE DIAMAGNETIC CLOUD BORDER
IN ELECTRON KINETIC DESCRIPTION
UNDER HYPERBETA INJECTION REGIME**

Gubchenko V.M.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

We considered dissipative structure of the fields inside of supersonic weakly magnetized expanding diamagnetic cavity. It is characterized by hyper values of hot plasma beta. Dissipation is due to electron acceleration process which defines kinetic scale of the cavity field fine structure.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-81-84

1. Классической задачей физики плазмы является бесстолкновительный разлет плазменного облака в окружающую замагниченную плазму. Облако возникает от импульсного источника горячей бесстолкновительной плазмы с конечной энергией и конечным числом частиц, инжектируемых в неограниченную замагниченную или неоднородно замагниченную (дипольное или тороидальное поле) фоновую плазму. Разлет происходит в низкобетную фоновую плазму с альвеновским числом Маха $M < 1$ на периферии. Разлет внутри облака происходит в высокобетной плазме с альвеновским числом $M > 1$ [1].

Это облако, как правило, называют диамагнитным облаком (ДО), т.к. при его разлете происходит полное вытеснение магнитного поля и разрыв силовой линии симметрии в каверне, где частицы не замагничены. Это позволяет говорить о его диамагнетизме и эффектах магнитной проницаемости или, с другой стороны, об эффектах высокой проводимости при слабых, но важных эффектах омической диссипации.

Появление облака приводит к появлению волновых распространяющихся возмущений магнитозвукового и альвеновского типа от него на внешних границах каверны, где частицы замагничены.

Облако является мощным источником высокоэнергичных ускоренных частиц: как электронов, так и ионов. Этот омический диссипативный процесс ускорения в каверне представляет особый интерес при изучении динамики ДО.

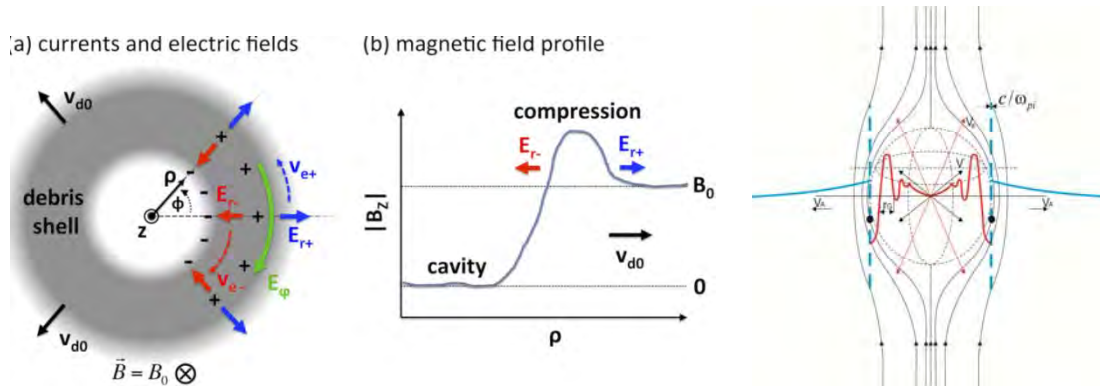


Рис. 1. На первых двух рисунках диамагнитное облако в бесстолкновительной плазме в МГД описании с бесструктурной каверной и границей, образованной магнитозвуковым возмущением в виде токового цилиндра-слоя (ТС) с «холодной» ионной скин-овой толщиной, расширяющимся со сверхзвуковой скоростью [1]. На третьем рисунке показана в кинетическом описании диссипативная структура поля в «горячей» каверне с масштабами электронного аномального скин-слоя, находящейся в «гипербетном» режиме и возбужденная потоком тепловых горячих электронов, обгоняющими ТС.

2. Облако может иметь естественную и искусственную природу. В астрофизике облако ассоциируется с джетами, в солнечно-земной физике облако связано с солнечной вспышкой и корональным выбросом массы. В физике ионосферы и магнитосферы это «макро» облако связано с инъекцией плазмы от внешних источников. В лабораторном плазменном эксперименте на крупномасштабных установках типа «Крот» ИПФ РАН ставятся задачи моделирования естественных процессов с возможностью пространственного разрешения «ненулевых» полей в каверне и границ облака. Особую роль играют процессы формирования «микро» облака в лазерных экспериментах в физике высоких плотностей энергии, в частности, на установках «Pearl» ИПФ РАН и КИ-1-Новосибирск, где ставятся задачи магнитного удержания разлета плазмы и задачи моделирования астрофизических и магнитосферных явлений в ближнем космосе.

3. Исторически ДО исследовалось как макро явление разлета в средах с высокой частотой столкновений и описывались классической МГД, но с высокой проводимостью при отсутствии магнитной восприимчивости – реального диамагнетизма, что предполагает «холодную» кинетику ионов и МГД природу токовой системы (ТС) на границы облака. При этом, в расчет не включалось ускорение электронов, вносящих диссипацию, необходимую для эффектов разрыва силовых линий в «горячем» ДО, что делает ДО подобной электронной диффузионной области магнитного пересоединения.

В заданном разлете Райзера [2] заложен эффект МГД вытеснения магнитного поля, расширяющимся облаком плазмы с идеальной проводимостью, т.е. режим больших магнитных чисел Рейнольдса. Важную роль здесь в описании границы поля ДО играет скиновый масштаб, который выражается через МГД проводимость окружающей среды.

Важнейшим в «силовом» МГД описании возбуждения бесстолкновительных МГД токовых систем на границах каверны ДО стал магнитоламинарный механизм (МЛМ) с автотельной динамикой разлета облака и магнитного поля [3]. Здесь делается предположение об изотропном инжекторе плазмы – «горячих» электронов, что вносит асимметрию в формах функций распределения частиц плазмы. МЛМ это вариант двухкомпонентной электронной МГД и ионной МГД с эффектами силового давления: постулирован изотропный импульсный разлет в плазму из точки радиального инжектирования горячей компоненты электронов. Горячие электроны, распределяясь при разлете по скоростям, по существу, описываются локально холодной МГД. С учетом обратного тока ионов создается «квазибестоковая» и «квазинейтральная» динамика облака плазмы в разлете. Вся электронная компонента описывается как идеально-проводящая МГД среда.

Для детального описания возбуждения индукционных электромагнитных полей в каверне при включении анизотропного инжектора на начальном этапе, когда сформирована анизотропная по температуре среда, применена электронная «бессиловая» МГД. Описываются нелинейные колебательные режимы каверны на основе развития МГД неустойчивости Вейбеля индукционной моды плазмы [4].

4. В настоящее время ДО в магнитосфере, в короне Солнца и в лазерной плазме – это неоднородная, динамичная высокоэнергичная бесстолкновительная горячая плазменная э.м. структура с ТС, образованная в результате амбиполярного разлета (с гиперзвуковой скоростью, но меньшей тепловой электронной) от «точечного» источника в фоновую низкоэнергичную плазму поперек внешнего слабонеоднородного магнитного (ВМ) поля. Поле способствует удержанию высокоэнергичной плазмы, с дальнейшей остановкой разлета ВМ полем или происходит прорыв этого ВМ поля.

В результате такого э.м. процесса образуются разрывы (диссипация) и выталкивание (диамагнетизм) силовых линий магнитного поля из ДО, формируется на границе квазицилиндрическая токовая система (ТС), подобная плоскому слою. Структура ТС обусловлена поляризацией плазмы (диамагнетизм), ускорением «резонансных» электронов (аномальная проводимость плазмы) и возбуждением МГД волн.

На периферии ДО частицы плазмы замагничены, плазменное бета мало, а структура ТС рассматривается в рамках МГД на основе магнитоламинарного механизма (МЛМ) и определяется «холодными» э.м. МГД масштабами дисперсии плазмы. Внутри ДО, в «горячей» каверне плазма незамагничена и плазменное электронное бета высокое – гипербета, выше вычисленных критических значений, определяемых по незамагниченности ДО по отношению к кинетическим масштабам индукционной (энтропий-

ной) моды плазмы. Здесь формируется ТС, структурированная «горячими» э.м. масштабами кинетической природы [5, 6] (рис. 1).

5. Существует подобие в описании токовой системы (ТС) диффузионной области и ТС диамагнитного облака, в «гипербетных» состояниях с высокими электронными бета незамагниченной плазмы, выше критических. Важны параметры анизотропии и асимметрии (разлет) функции распределения горячих электронов и ионов. Омический (аномальный скин-овый) и диамагнитный кинетические масштабы дисперсии обусловлены горячей электронной компонентой определяют внутреннюю структуру каверны и границы диамагнитного облака с «горячими» масштабами, превышающими МГД – «холодные» скин-овые для внешней структуры (рис. 1).

Резистивный электронный масштаб самосогласован с процессами «резонансного» ускорения электронов горячей компоненты индукционными полями, возбуждаемыми быстрым разлетом горячей электронной компоненты относительно поля сверхальвеновского $M > 1$, сравнительно медленно расширяющегося фронта – тонкого токового цилиндра, сформированного холодной МГД компонентой плазмы. Диамагнитный масштаб обусловлен разлетом «нерезонансных» частиц, возникает магнитная проницаемость (диамагнитная/парамагнитная) разлетающейся плазмы.

Магнитное поле, замагничивая разлет частиц к границе диамагнитного облака, определяет величину критического гипербета. Возникает критерий «гипербетного» разлета без замагничивания горячей компоненты. Получена структура электромагнитного поля каверны вблизи незамагниченной квазиплоской границы диамагнитной области, отвечающая скинированию в горячем электронном разлете (рис. 1).

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 0035-2019-0002 "Волны, неустойчивости и структуры в лабораторной и космической плазме" и частично поддержана грантами РФФИ (№. 19_02_00704, № 20-02-00108), Министерством образования и науки РФ в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы" субсидия №14.607.21.0196, УИН проекта RFMEFI60717X0196, программой фундаментальных исследований РАН № КП19-270 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований".

Литература

1. *Winske D. et al.* *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 2019, v. 5, a. 51, pp 1-14. DOI: 10.3389/fspas.2018.00051.
2. *Раїзер Ю.И.* // ПМТФ, 1963, № 6.
3. *Bashurin V., A Golubev, V. Terekhin* // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 1983, v. 24, pp. 614-622. DOI: 10.1007/BF00905870.
4. *Bychenkov V.Yu., W. Rozmus, and C.E. Capjack* // *JETP Lett*, 2003, 78, No. 3, pp 119-122.
5. *Gubchenko V.M.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, v. 55, No. 7, pp. 831-845, DOI: 10.1134/S0016793215070099,
6. *Gubchenko V.M.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, v. 55, No. 8, pp. 1009-1025, DOI: 10.1134/S0016793215080101

ВЗАИМОСВЯЗЬ ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ БУРИ 20 НОЯБРЯ 2003 г.: ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА

Данилова О.А., Птицына Н.Г., Тясто М.И.

*Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн РАН, Санкт Петербург, Россия*

RELATIONSHIP BETWEEN THE COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITY AND PARAMETERS OF THE MAGNETOSPHERE DURING A STORM ON NOVEMBER 20, 2003: THE HYSTERESIS PHENOMENA

Danilova O.A., Ptitsyna N.G., Tyasto M.I.

*Sankt-Petersburg Filial of Institute of Terrestrial Magnetism and Radiowave Propagation,
St. Petersburg, Russia*

The correlation between the variations of geomagnetic cutoff rigidity ΔR and geomagnetic activity and parameters of interplanetary magnetic field IMF and solar wind has been calculated during three phases of a magnetic storm on November 20–21, 2003, before the storm began, in its main and recovery phases. On the example of the station Moscow it was found that the trajectories of ΔR depending on the parameters studied during the main phase of the storm did not coincide with the trajectories in the recovery phase, which led to the formation of hysteresis loops. The relationship between ΔR with Dst and Kp was characterized by a narrow hysteresis loop, with IMF parameters by a wide one. For the density and pressure of the solar wind, the hysteresis loops were disordered.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-85-88

Введение

Способность космических лучей (КЛ) проникать внутрь магнитосферы обусловлена их магнитной жесткостью R , которая определяется как момент на единицу заряда. Геомагнитный порог или жесткость геомагнитного обрезания — это жесткость, ниже которой поток частиц обрезан из-за магнитного экранирования. Геомагнитные бури могут существенно уменьшить геомагнитное экранирование из-за уменьшения силы поля внутри магнитосферы как следствие формирования токовых систем. Целью нашей работы было проследить динамику изменений геомагнитных порогов ΔR в зависимости от динамики параметров межпланетной среды и геомагнитосферы во время эволюции магнитной бури 20–21 ноября 2003 г.

Методы исследования и данные

Геомагнитные пороги $\Delta R_{\text{эф}}$ рассчитаны методом прослеживания траекторий частиц КЛ, при котором задается магнитное поле магнитосферы, описанное какой-либо моделью. Нами была использована магнитосферная модель Ts01 [1]. Коэффициенты корреляции k между $\Delta R_{\text{эф}}$ и исследуемыми

параметрами вычислялись для станции Москва (55.47° N, 37.32° E). $\Delta R_{\text{эф}}$ на других станциях качественно не отличаются от $\Delta R_{\text{эф}}$ для Москвы (соответствующие кривые приведены в работе [2]).

Данные о параметрах солнечного ветра (плотность N , скорость V , давление P), ММП (полное поле B , компоненты B_z и B_y , а также азимутальная компонента электрического поля E_y), индексах геомагнитной активности (K_p и Dst) взяты из базы OMNI на сайте <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>.

Результаты

Зависимости $\Delta R_{\text{эф}}$ от геомагнитной активности и параметров межпланетной среды существенно отличаются друг от друга на различных этапах развития магнитной бури 20–21 ноября 2003 г. При этом могут меняться не только значения коэффициента корреляции k , но и знак. Наиболее тесная корреляция наблюдается для Dst индекса ($k = 0.99$) и несколько меньшие коэффициенты для K_p . Анализ зависимости $\Delta R_{\text{эф}}$ от ММП показал, что наибольшая корреляция достигалась с B_y компонентой. Корреляция $\Delta R_{\text{эф}}$ с B_z , а также с E_y во время предварительной и главной фаз была несущественной. Значимая связь с B_z и E_y появилась только во время фазы восстановления. Во всех фазах бури фиксировалась значительная связь между $\Delta R_{\text{эф}}$ и всеми динамическими параметрами СВ.

На рис. 1 приведены диаграммы зависимости $\Delta R_{\text{эф}}$ от исследуемых параметров в течение всех трех фаз бури. Рис. 1 позволяет проследить зависимость $\Delta R_{\text{эф}}$ не только от варьируемого аргумента — параметров геомагнитной активности и межпланетной среды, но и от направления изменения аргумента. Рассмотрим панель связи $\Delta R - Dst$ (1а). Видно, что траектория изменения $\Delta R_{\text{эф}}(Dst)$ на восстановительной фазе не совпадает с траекториями на предварительной и главной фазах, хотя кривые лежат достаточно близко друг от друга. Таким образом, полученная зависимость $\Delta R_{\text{эф}}$ от Dst неоднозначна, она имеет петлеобразную форму. Т.е. взаимосвязь $\Delta R_{\text{эф}}$ и Dst обнаруживает признаки гистерезиса с характерной узкой петлей.

Петлеобразная диаграмма возникает как отклик $\Delta R_{\text{эф}}$ также и на циклические изменения других параметров (рис. 1б – рис. 1и). Для ММП корреляция с $\Delta R_{\text{эф}}$ меньше, чем для Dst , при этом она существенно разная на главной и восстановительной фазах. Наблюдается явная асимметрия для B_y ($k = 0.96$ на главной фазе и $k = 0.70$ на восстановительной), для B_z ($k = 0.24$ на главной фазе, $k = 0.69$ на восстановительной) и для B ($k = 0.58$ на главной, $k = -0.94$ на восстановительной фазах). Более низкие k и асимметрия процесса, по-видимому, ответственны за формирование широкой петли гистерезиса.

Отметим, что кривые как узких, так и широких петель гистерезиса показывают регулярное поведение — достаточно монотонное изменение ΔR в зависимости от аргумента во время эволюции бури. Совершенно другое

поведение демонстрируют петли гистерезиса на рис. 1з и 1и, показывающие связь $\Delta R_{эф}$ с динамическими параметрами СВ — плотностью N и давлением P . Траектории $\Delta R(N)$ и $\Delta R(P)$ являются запутанными, кривые многократно пересекают друг друга, что может быть связано с резкими скачками и частыми изменениями N и P во времени на всех фазах бури.

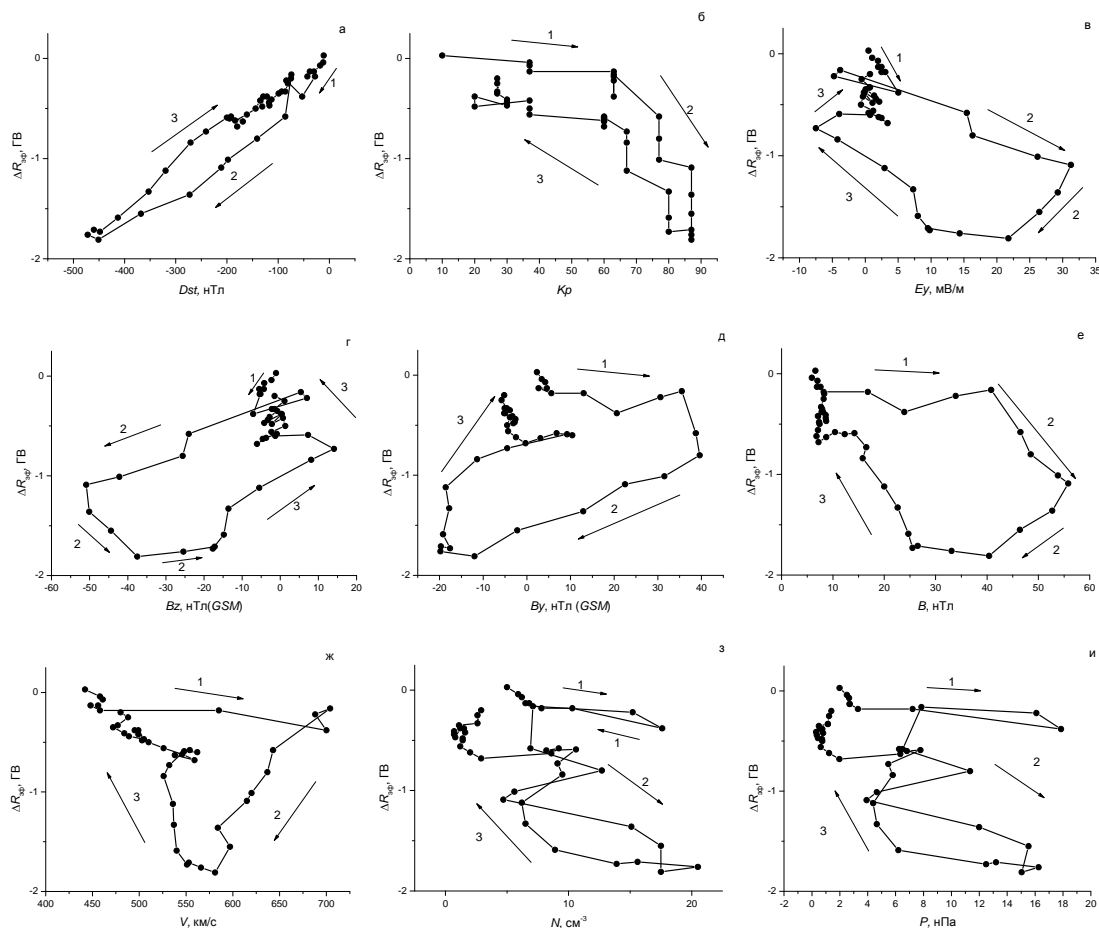


Рис. 1. Петли гистерезиса при взаимодействии $\Delta R_{эф}$ на станции Москва с параметрами СВ, ММП и геомагнитной активности для трех фаз бури 20 ноября 2003 г.: (1) — предварительная, (2) — главная, (3) — восстановительная. Стрелками указано направление течения времени при развитии бури.

Таким образом, геометрия петли гистерезиса, ее вид, форма и/или площадь, по-видимому, может служить новым информативным индексом взаимосвязи $\Delta R_{эф}$ и параметров гелио- и геомагнитосферы. Определение вида и формы этого нового индекса, а также их численных характеристик требует дальнейших исследований с привлечением большого статистического материала.

Заключение

Взаимосвязь вариаций геомагнитных порогов КЛ с параметрами СВ, геомагнитной активности и магнитосферы различна на разных фазах бури,

поскольку определяется динамикой токовых систем, которые в процессе эволюции магнитного возмущения развиваются и затухают различным образом и на разных временных интервалах. Определение однозначных зависимостей $\Delta R_{\text{эф}}$ от конкретной токовой системы на каждом этапе бури является сложной нерешенной задачей, так как еще плохо понято взаимодействие солнечного ветра и магнитосферы. Поэтому весьма актуально введение некоего информативного индекса, помогающего лучше понять реакцию $\Delta R_{\text{эф}}$ на изменение параметров СВ и магнитосферы в процессе эволюции бури. Таким информативным индексом взаимосвязи $\Delta R_{\text{эф}}$ и параметров геомагнитосферы может служить геометрия петель гистерезиса. Однако вид и численные характеристики этого нового индекса требуют дальнейших исследований.

Литература

1. *Tsyganenko, N.A. and Sitnov, M.I.* Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.*, 2005, vol. 110, A03208. <https://doi.org/10.1029/2004JA010798>
2. *Тясто М.И., Данилова О.А., Дворников В.М., Сдобнов В.Е.* Отражение параметров солнечного ветра в жесткости геомагнитного обрезания космических лучей в период сильной магнитной бури в ноябре 2003 г. // *Геомагнетизм и аэрномия*. Т. 48. № 6. С. 723–740. 2008.

КОЛЕБАНИЯ КЛИМАТА В АРКТИЧЕСКОМ РЕГИОНЕ В ПЕРИОД ГОЛОЦЕНА И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Дергачев В.А.

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

CLIMATE FLUCTUATIONS IN THE ARCTIC REGION DURING THE HOLOCENE AND SOLAR ACTIVITY

Dergachev V.A.

Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

A characteristic feature of the Arctic region is insufficient knowledge of both complex climatic processes and feedbacks inherent in enhanced natural climate variability both in the past and in the present. Unlike other regions of the globe, the formation of the temperature regime in the Arctic is characterized by a number of features: 1) the flow of heat from the Sun into the polar regions is lower than into non-polar ones; 2) the region is located near the geographic pole, and at present the geomagnetic pole is included here, due to which streams of charged cosmic and solar particles invade the atmosphere of high latitudes; 3) circulating oceanic and atmospheric processes and the high reflectivity of snow and ice determine the amount of heat brought by ocean currents and air currents from low geographic latitudes; 4) the Arctic is the climatic region most sensitive to changes in the amount of greenhouse gases in the atmosphere and cloud cover.

The paper analyzes the time series of changes in the Arctic climate, reflected in its main components, at time intervals covering the Holocene epoch, the last 2000 years and the interval of anthropogenic impact on the climate. Questions are discussed that are of paramount importance for understanding the nature of climate change in our century and the main physical processes responsible for these changes. The possible role of solar activity in climate changes on Earth in the past and in the future and the role of an accelerated rise in temperature and a reduction in the area of sea ice in the Arctic in the formation of climate and weather anomalies in the Northern Hemisphere are considered. The contribution of anomalous turbulent heat fluxes in the Arctic to the current climatic trends of global temperature is noted.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-89-92

Введение

(Арктика. Сведения о регионе)

Северные регионы нашей планеты играют важную роль в исследовании процессов, которые влияют на окружающую среду в глобальном масштабе, и являются индикаторами глобальных климатических изменений. Арктический регион наиболее сильно реагирует на все климатические изменения, происходящие на планете. Арктический регион включает в себя Гренландский ледниковый щит, примыкающие к северному полюсу северные окраины Европы, Евразии, Северной Америки, Канадский Арктический архипелаг, Северный Ледовитый океан, Арктические воды периферийных морей Северного Атлантического и Тихого океанов (рис. 1).

Климат Арктического региона в настоящее время характеризуется новыми особенностями: наблюдается смягчение климата от года к году, о чем свидетельствует повышение температуры воздуха, таяние Гренландского ледяного щита, уменьшение толщины и площади морского льда. Особенность арктического климата заключается в очень суровых условиях. Арктическая многолетняя мерзлота удерживает в себе большие объёмы органического углерода, почти вдвое больше объема углерода, содержащегося в атмосфере, что способствует существенному увеличению концентрации парниковых газов, выбрасываемых в атмосферу, при таянии мерзлоты.

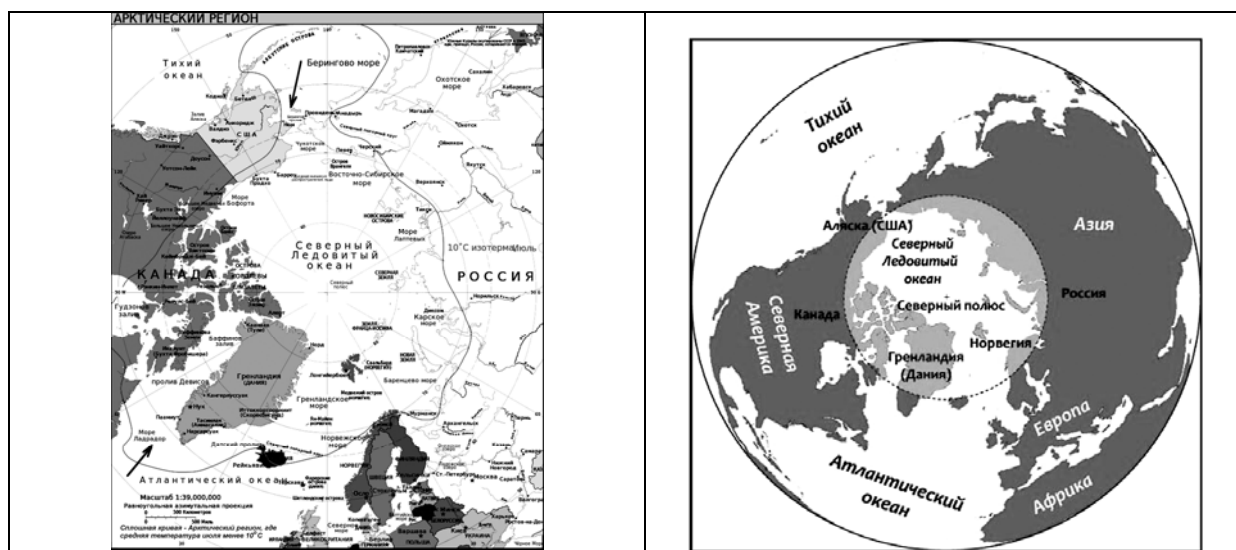


Рис. 1. Карта Арктического региона. Штриховой линией представлена температура 10°C (изотерма) в июле, обычно используемая для определения Арктического региона. Стрелки указывают на связь Северного Ледовитого океана с Атлантическим и Тихим океанами. Отдельно выделен Северный Полярный круг (штриховая линия очерчивает границы Полярного круга).

Арктика и Антарктида – наиболее холодные регионы на нашей планете. Арктический регион как часть климатической системы наиболее сильно реагирует на все климатические изменения, происходящие на планете, что связано со льдом и снежным покровом. Многочисленные факторы окружающей среды, такие как выпадение осадков, изменение атмосферной циркуляции, повышенная влагообеспеченность, увеличение частоты зимних оттепелей, потепление, изменение растительности, а также обратные связи вызывают климатические изменения. Следует принимать во внимание, что из-за теплового расширения океана и уменьшения ледников и ледяных щитов, которые доставляют воду в океаны, повышается глобальный уровень океана. Изменение во времени тепловых потоков, поступающих из Тихого и Атлантического океанов в Арктический регион, могут оказывать влияние на климат Арктики. Ключевую роль в глобальной климатической системе играет Лабрадорское море между Атлантической Канадой и Грен-

ландией. В работе [1] показано, что изменения теплового потока в северной части Тихого океана могут оказывать большее влияние на климат Арктики, чем считалось ранее.

Во время последнего ледникового максимума около 21 000 лет назад ледяной покров Северного полушария оказался на порядок меньше ледяного покрова в предыдущем ледниковом периоде. Отметим, что основной вклад в повышение уровня Мирового океана в настоящее время вносит именно Гренландский ледниковый покров.

Для отдельных районов Арктического региона получены обширные наборы временных рядов климатических прокси данных на интервале голоценового климата. Ниже рассматривается возможная роль солнечной активности в изменениях климата на рассматриваемом временном интервале.

Изменение климата в эпоху голоцена

Оценивая различия между сезонными и годовыми тенденциями и изменчивостью температуры масштаба от тысячелетия к столетию и изменения среднегодовой температуры земного шара, в работе [2] были созданы реконструкции, которые документируют такие изменения (рис. 2), общие для Северной Америки и Европы. Показано [3], что глобальное похолодание для голоцена, в значительной степени может быть связано с тенденцией в нескольких северных среднеширотных температурных данных. Анализ прокси данных по Арктической и Антарктической изменчивости климата с момента окончания последнего оледенения позволяет сделать вывод [4], что главная климатическая тенденция, прослеживаемая в изменении температуры в течение голоцена и в последние 2000 лет, в отличие от модельных данных, характеризуется долгосрочным похолоданием.

Следует обратить внимание, что в реконструкциях (рис. 2А) изменений температуры Северной Атлантики и Северной морской границы и глобальной средней температуры (**1, 2, 3**) проявляется тенденция похолодания, в то время, как в реконструкциях (**4, 5**) тенденция похолодания выражена слабо, но можно выделить интервалы вековых колебаний, указывающих на потепления или похолодания в эти интервалы времени, например, потепления около 9000, 7000 и 5500 лет назад.

Влияние Солнца (солнечное излучение и солнечная активность) на климат в течение голоцена представлено на рис. 2Б. Изменение солнечной изменчивости и особенности циркуляции атмосферы и изменение климата Северной Атлантики в течение голоцена рассмотрены в работах [6, 7]. Выделены статистически значимые периодичности, характерные для солнечной изменчивости и большие колебания в тысячелетних временных масштабах Атлантической меридиональной опрокидывающей циркуляции (АМОС). АМОС – зонально интегрированный компонент поверхностных и глубинных течений в Атлантическом океане. Для АМОС характерно тече-

ние на север теплой соленой воды в верхних слоях Атлантики и на юг течение более холодных и глубоких вод.

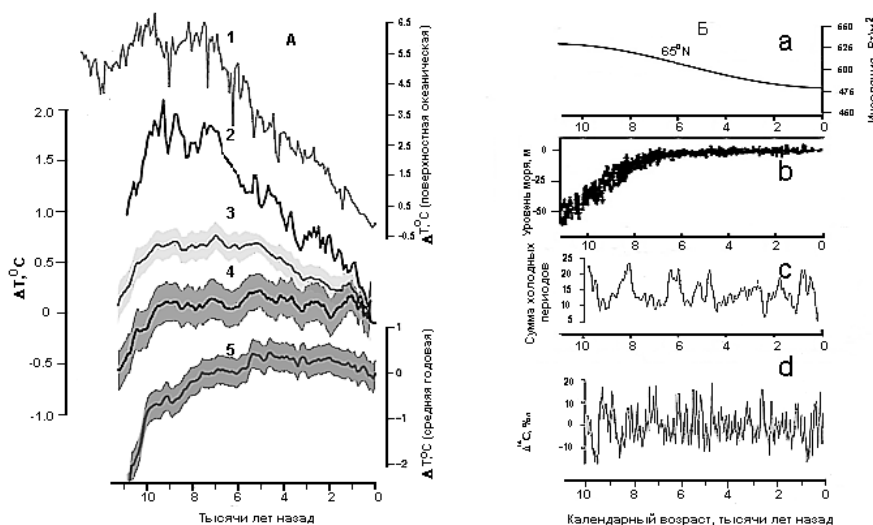


Рис. 2. А. Сравнение реконструкций изменения глобальной температуры морских границ северного полушария (Северной Америки и Европы) и среднегодовой температуры земного шара, полученные по различным наборам данных (1, 2, 3, 4, 5): 1 – шотландская морская граница Северной Атлантики [5]; 2 – северная морская граница [5]; 3 – реконструкция изменения среднегодовой приповерхностной температуры земного шара после удаления североатлантических данных (неопределенность 1σ) [4]; 4, 5 – реконструкция континентальной среднегодовой температуры для Северной Америки и Европы [2] (полосы неопределенности составляют 2,5% -97,5%).

Б. Сравнение изменений солнечного воздействия на климатические параметры: инсоляция на широте 65°N (a) [8]; изменения глобального среднего уровня моря (b) [7]; холодные периоды (c) [9]; концентрация космогенного ^{14}C (d) [10].

Вывод

На примерах изменения температуры в отдельных областях арктического региона прослежены тенденции этих изменений и влияние Солнца на изменения климата, что является важным для понимания природы климатических изменений в прошлом и в настоящее время.

Литература

1. Praetorius S., Rugenstein M., Persad G. et al. // Nat. Commun. 2018. V. 9 (1): 3124.
2. Marsicek J., Shuman B.N., Bartlein P.J. et al. // Nature. 2018. V. 554. P. 92-96.
3. Marcott S.A., Shakun J.D., Clark P.U., Mix A.C. // Science. 2013. V. 339. P. 1198–1201.
4. Dergachev V.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, V. 59, No. 7, P. 918–925.
5. Sachs J.P. // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34, L03609.
6. Ojala A.E.K., Launonen I., Holmstrom L. et al. // Quaternary Science Reviews. 2015. V. 112. P. 153-171.
7. Clark P.U, He F., Golledge N.R. et al. // Nature. 2020. V. 577. P. 660–664.
8. Berger A. and Loutre M.F. // Quaternary Science Reviews. 1991. V. 10(4). P. 297-317.
9. Wanner H., Solomina O., Grosjean M. et al. // Quatern. Sci. Rev. 2011. V. 30. P. 3109–3123.
10. Stuiver M., Reimer P.J., Bard E. et al. // Radiocarbon. 1998. V. 40(3). P. 1041–83.

ВРАЩЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ РАДИО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ПРОТЯЖЕНИИ 22–24 ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Дмитриев П.Б.

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

ROTATION OF THE SOLAR CORONA BY OBSERVING RADIO AND X-RAY SUN RADIATION OVER 22-24 SOLAR ACTIVITY CYCLES

Dmitriev P.B.

Ioffe Institute, 194021, Russia, St. Petersburg

The Sun's radio and X-ray flux over the last three cycles of solar activity were investigated for the presence of quasi-periodic oscillations using the method of constructing a combined spectral periodogram. Some of revealed quasi-periods can be explained by the Sun's own rotation, while the rest may reflect the average "life" times of the active formations of the solar atmosphere. Particular attention was paid to the study of the temporal change in the values of the revealed quasi-periods during solar cycles by constructing a sample estimate of the normalized spectral density of the data under study in a sliding time window of up to two years. Based on experimental data, it is shown that differential rotation of the solar corona is possible.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-93-96

Введение

Благодаря систематическим радиоастрономическим и внеатмосферным (спутники серии «GOES») измерениям солнечного излучения появилась возможность ввести два новых индекса солнечной активности (СА). Один из них – это интегрированное радио излучение (РДИ) от солнечного диска на частоте 2800 МГц (длине волны 10.7 см), которое измеряется в солнечных единицах потока ($10^{-22} \cdot \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$), другой – поток мягкого рентгеновского излучения (МРИ) от полного диска Солнца, измеряемого в интервале длин волн 0.1–0.8 нм, значение которого ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$) логарифмируется. В радиоизлучении Солнца в течение цикла СА выделяются три составляющих: постоянная («спокойная»), обусловленная тепловым излучением короны и хромосферы, переменная – от корональных конденсаций (уплотнений над большими группами солнечных пятен) и кратковременные всплески длительностью от секунд до нескольких часов, которые связаны со вспышками в хромосфере [1]. В свою очередь МРИ исходит от «ярких» (горячих) петель магнитных активных областей, которые заполнены горячей плазмой, являющейся источником «квазитеплового» рентгеновского излучения, которое формирует медленно меняющуюся «фоновую» составляющую МРИ Солнца [2, 3], и от скоротечных во времени (минуты, часы) солнечных вспышек, которые происходят в этих магнит-

ных структурах и дают резкое увеличение потока МРИ, превышающее на несколько порядков «фоновое» [4]. Поэтому оба этих индекса, отражающих интенсивность образования в атмосфере Солнца активных магнитных областей и их эволюцию, можно использовать для исследования закономерностей физических свойств солнечной хромосферы и короны.

Исходные данные и метод их обработки

Для изучения спектрально-временной структуры солнечного излучения в радио и рентгеновском диапазонах длин волн в течение 22–24 циклов СА использовались посуточные данные потока РДИ с длиной волны 10.7 см ($10^{-22} \cdot \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$) [5] и посуточные данные потока МРИ в диапазоне длин волн 0.1–0.8 нм ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$) десяти спутников серии «GOES» (Geosynchronous Operational Environmental Satellites) [6] от полного диска Солнца. Выявление скрытых периодичностей в среднесуточных рядах данных было выполнено при помощи комбинированной спектральной периодограммы [7, 8], представляющей собой синтез периодограмм анализа [9] и спектрального анализа [10].

Результаты обработки

Результаты обработки среднесуточных данных РДИ и МРИ от полного диска Солнца для последних трех циклов СА приведены в таблице и на рисунке.

Таблица. Значения выявленных квазипериодов (день) для 22–24 циклов СА.

| 22 цикл СА | | 23 цикл СА | | 24 цикл СА | |
|------------|-----------|------------|-----------|------------|-----------|
| РДИ | МРИ | РДИ | МРИ | РДИ | МРИ |
| 9 | 5 | | 5, 9 | | |
| 18 | 16 | 12 | 18 | 12 | 15 |
| | | 21 | 20 | 20 | 20 |
| 24, 26 | 23 | 26 | 26 | 23, 26 | 24, 27 |
| 29 | 31 | 35 | 30 | 32 | 33 |
| 36, 41, 49 | 43 | 45 | 40, 45 | 44 | 42 |
| 54 | 54, 58 | 52 | 52, 56 | 53 | 53, 59 |
| | 65 | 67 | 63, 67 | 60 | |
| 72, 75 | 73 | 73 | 77 | | 70, 75 |
| 86 | 82 | 86, 94 | 86, 95 | 99 | 88, 99 |
| 106 | 106 | 113 | 112 | | 119 |
| | 135 | 133 | 135 | | 145 |
| 155, 180 | | 159 | 158 | 185 | 169 |
| | 220, 275 | 265, 295 | 202, 230 | 220, 260 | 265 |
| 1.14 лет | 1.82 года | 1.51 года | 0.97 года | 1.12 лет | 1,34 года |

Обнаруженные значения квазипериодов могут быть интерпретированы как результат дифференциального вращения хромосферы и короны

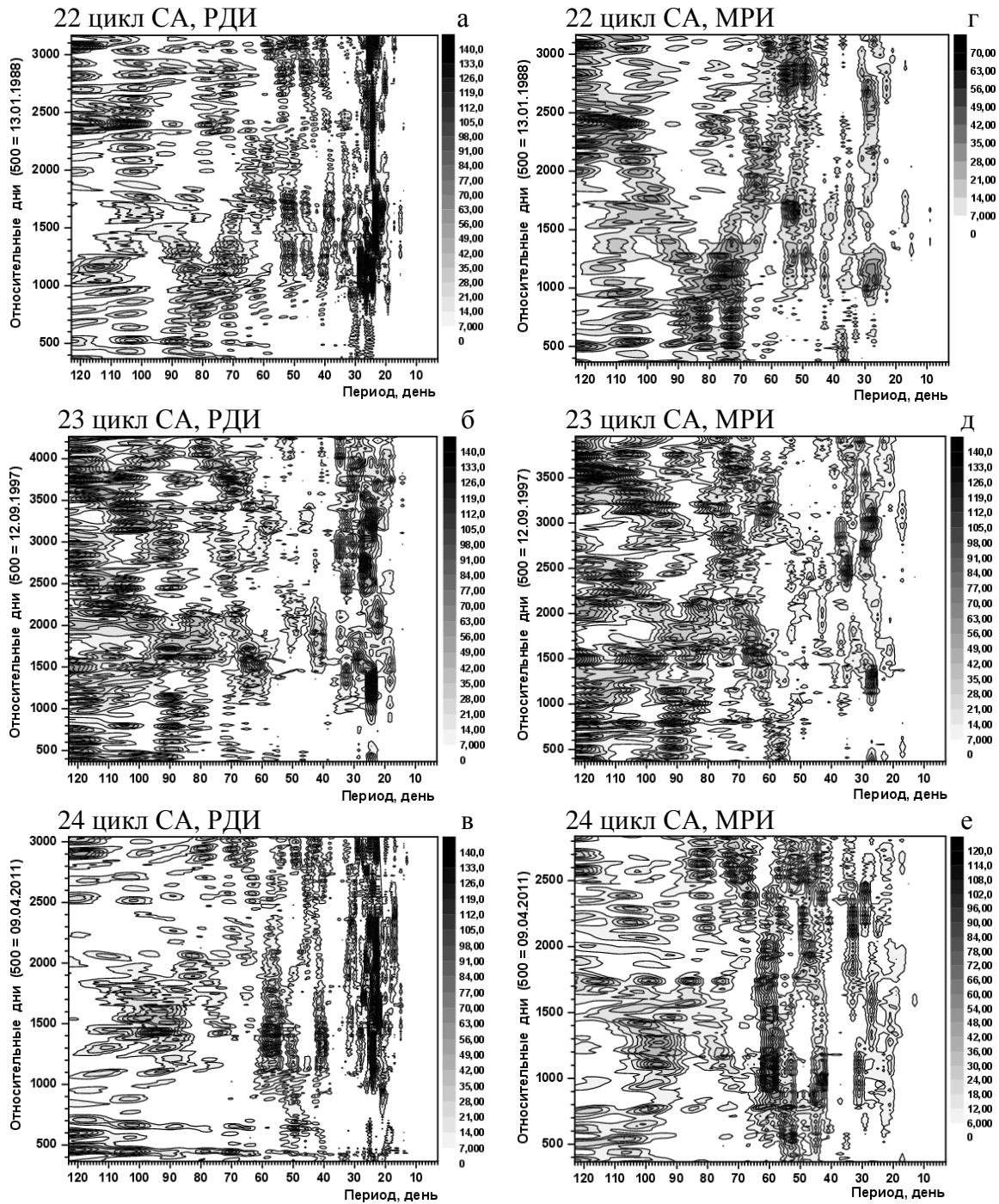


Рисунок. Выборочная оценка нормированной спектральной плотности, построенная в "скользящем временном окне" величиной 731 день: а, б, в – потока радиоизлучения Солнца на частоте 2800 МГц; г, д, е – потока мягкого рентгеновского излучения Солнца (0.1–0.8 нм) для трех циклов СА. По оси абсцисс отложены значения пробного периода, по оси ординат – относительные дни, отсчитываемые от даты начала каждого цикла: для 22 цикла от 01.09.1986 (а, г), для 23 – от 01.05.1996 (б, д) и для 24 – от 01.01.2009 для радио данных (в) и от 26.11.2009 для рентгеновского излучения (е). На рисунках а и г 22 цикла СА можно отметить общую тенденцию смещения зон активности к экватору, т.е. к области большей скорости дифференциального вращения источников вспышечной активности. Для циклов 23 и 24 эта тенденция носит эпизодический характер.

Солнца и расположения источников излучения в хромосфере на высотах от 5000 до 11000 км или в короне на высотах от 40000 до 60000 км над уровнем фотосферы [11–14]; и как результат эволюции солнечных активных образований [15]: 6 суток – среднее время «жизни» обычной группы пятен, 45 суток – больших групп пятен, 15 суток – обычной факельной площадки. Квазипериоды величиной до нескольких месяцев можно рассматривать как результат существования долгоживущих активных образований (58 суток – время «жизни» спокойного протуберанца, 82 дня – больших групп факельных площадок).

Заключение

На основе измерений среднесуточных потоков радио (10.7 см) и мягкого рентгеновского излучения (0.1–0.8 нм) от всего диска Солнца в течение 22–24 циклов СА при помощи модифицированного метода спектрального анализа (метода построения комбинированной спектральной периодограммы) в исследуемых рядах данных были выявлены квазипериодические компоненты с периодами от нескольких дней до полутора лет, которые отражают эволюцию активных образований хромосферы и короны Солнца и их «характерные времена жизни» на протяжении 22–24 циклов СА.

На основе экспериментальных данных показано, что возможно дифференциальное вращение солнечной хромосферы и короны.

Литература

1. Фоккер А.Д. Солнечное радиоизлучение. В кн: Солнечная и солнечно-земная физика. Под ред.: Бруцека А. и Дюрана Ш. – М.: Мир. 1980. 254 с. Глава 11. С.108.
2. Hara H., Tsuneta S., Lemen J.R. et al. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1992. V.44. P. L135.
3. Tobishka W.K. // Solar Phys. 1994. V. 152. P. 207.
4. Aschanden M.J. // Solar Phys. 1994. V.152. P.53.
5. <http://www.wdcb.ru/stp/data/solar.act/flux10.7/daily/>
6. <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/xray/>
7. Tyasto M.I., Dmitriev P.B., Dergachev V.A. // Advances in Space Res. 2020. V.66. P. 2476.
8. Драневич В.А., Дмитриев П.Б., Гнедин Ю.Н. // Астрофизика. 2009. Т. 52. С. 591.
9. Серебренников М.Г., Первозванский А.А. Выявление скрытых периодичностей. – М.: Наука, 1965. 244 с.
10. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 1972. Вып. 2. 287 с.
11. Ternullo M. // Solar Phys. 1986. V. 105. P. 197.
12. Donahue R.A., Keil S.L. // Solar Phys. 1995. V. 159. P. 53.
13. Vats H.O., Cecatto J.R., Mehta M., et al. // Astrophys. J. 2001. V. 548. P. L87.
14. Vats H.O., Deshpande M.R., Shah C.R., et al. // Solar Phys. 1998. V. 181. P. 351.
15. Аллен К.У. Астрофизические величины. – М.: Мир, 1977. 446 с.

ГРАНИЦА ТЕНИ ПЯТНА И ВЕРТИКАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НА ЭТОЙ ГРАНИЦЕ

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

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

BOUNDARY OF SUNSPOT UMBRA AND VERTICAL MAGNETIC FIELD ON THIS BOUNDARY

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

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

12 “regular” stable single sunspots were investigated in two aspects: the outer boundaries of the sunspots umbra were determined by an independent mathematical method and the vertical component of the magnetic field at these boundaries was found. We analyzed data from the SDO / HMI.SHARP.CEA station using the segments of the continuum (hmi.sharp_cea_720s.continuum) and magnetic field (hmi.sharp_cea_720s.Br). To critically consider the issue of a threshold of 50% of the surrounding background ($I_c = 0.5 I_{qs}$), when constructing the contour of the outer boundary of the spot umbra, we used the mathematical methods of highlighting the object against the surrounding background according to Otsu. It is shown that in a wide range (from 2 kG to 3 kG) of sunspot fields, the field average along the contour $\langle B_{ver} \rangle$ changes weakly (1.5–1.7 kG), while the vertical component of the magnetic field itself, in a particular spot, changes significantly along the defined contour (dispersion is high enough), which reflects the fibrous structure of the penumbral field. It was found that the border of the spot umbra is systematically higher than 50% of the level of the surrounding background (accepted ad hoc), and should be determined for each specific case. This results in lower $\langle B_{ver} \rangle$ values than the currently discussed value of about ~ 1867 G. For our set of sunspots $\langle B_{ver} \rangle = 1576 \pm 82$ G.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-97-100

1. Введение

В последнее время появилось несколько работ [1–3], в которых обсуждаются различные режимы магнитоконвекции в тени и полутени пятна. Центральным вопросом в них было проведение границы “тень-полутень” (U-PU) и определение величины вертикального магнитного поля на ней. Так, в [1] получено, что вертикальный магнитный компонент поля B_{ver} мало меняется по границам U-PU, и среднее значение этого поля на границе U-PU составляет 1867 Гс (Hinode /SP). Более того, эта величина, согласно [1], не зависит ни от размера (площади) пятна, ни от цикла солнечной активности, т.е., по сути, является некоторой универсальной физической константой для всех пятен. Мы намерены проверить этот далеко идущий вывод при помощи независимого математического метода.

2. Данные и их анализ

Теперь доступны новые данные прибора Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) станции Solar Dynamics Observatory (SDO), называемые как Space-weather HMI Active Region Patches (SHARPs) (jsoc.stanford.edu, [4]) с 12-минутной каденцией. SHARP данные доступны в двух координатных системах (jsoc.stanford.edu, [5]; [6]): CCD (31 сегмент) и CEA (11 сегментов, где для всех величин выполнен «ремепинг» (remap) в гелиографическую равновеликую цилиндрическую систему координат (heliographic Cylindrical Equal-Area; [7]). В работе, мы используем координатную систему CEA и 2 сегмента данных: континуум (I_c) и магнитное поле (B_r). Используемое в данных SHARP преобразование Ламберта «выправляет» проекционные эффекты, приводя объект (Patch) к центральному меридиану, но мы все же, во избежание возможных искажений, выбирали пятна в момент прохождения ими центрального меридиана.

Итак, для определения значений вертикальной составляющей магнитного поля (B_{ver}) на границе U-PU, сначала надо определить координаты контура этой границы. Затем этот контур переносится на карту магнитного поля, с него считываются данные изменения поля, рассчитываются среднее значение ($\langle B_{ver} \rangle$) и находится стандартное отклонение (SD) (см. табл. 1).

В настоящее время для построения контура границы U-PU на карте интенсивности рекомендуется выбирать уровень на границе в 50% от интенсивности окружающей поверхности спокойного Солнца. Однако используя метод минимизации расстояния между контурами I_c и B_{ver} ([8]; Fig. 4) авторы получили оптимальное значение в 53%, ($I_c = 0,53 I_{qs}$) и соответствующее значение $B_{ver} = 1639G$, что почти на 250G ниже заявленного ранее значения в 1867G (см. [3]). Отклонение в 3% при построении I_c -контура, на первый взгляд незначительное, приводит к сильным изменениям значений B_{ver} , в силу больших градиентов поля вблизи границы U-PU. Для независимого определения уровня этой границы, мы использовали один из математических методов выделения объекта на окружающем фоне – метод Отцу [9]. При разбиении пиксельного поля на классы задача кластеризации, т.е. выбор объекта как такового, в общем, сводится к максимизации межклассовой дисперсии. Получив набор объектов, выбираем из них нужные нам для исследования: пятна, поры и т.д.

3. Результаты

Исследованы 12 «правильных» одиночных солнечных пятен в диапазоне значений магнитного поля от 2 до 3 кГс. На рис. 1 в качестве примера для пятна 1256/11388 показан I_c -контур Otsu и 50% порог (слева), а также перенесенный на магнитограмму I_c -контур (справа). Выяснилось, что внешняя граница тени пятна систематически выше 50% уровня от окружающего фона и превышение этого порога в каждом конкретном случае различно.

На рис. 2 представлено характерное изменение B_{ver} вдоль контура на магнитограмме. Среднее поле = 1628 Гс, но его величина совсем не постоянна, она имеет разброс значений до 300 Гс ($SD = 108$).

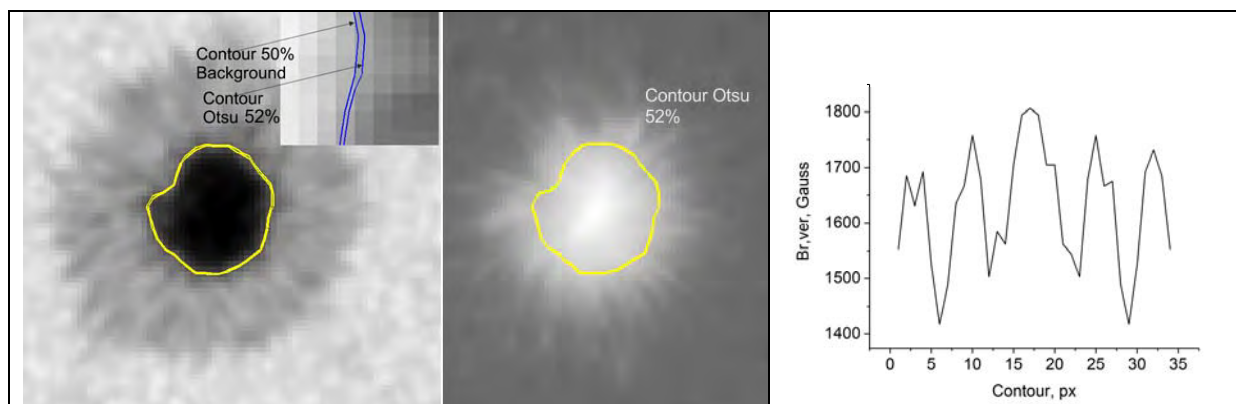


Рис. 1. Ис-контур Otsu и 50% порог (слева), а также Ис-контур, перенесенный на магнитограмму (справа).

Рис. 2. Характерное изменение компоненты магнитного поля B_{ver} на Ис-контуре.

Общая сводка результатов исследования представлена в таблице 1.

Таблица 1.

Порог Otsu, среднее вертикальное поле на Ис-контуре и его отклонение.

| N | SHARP/NOAA | Data | Time CM (UT) | Otsu Contour Flux | Back ground <Flux> | R, % | <IB-verI> Contour, G | SD, G | IB_r^{maxI} , G |
|----|------------|------------|--------------|-------------------|--------------------|------|----------------------|-------|-------------------|
| 1 | 1256/11388 | 2012/01/02 | 06:24 | 29700 | 56850 | 0.52 | 1628 | 102 | 2625 |
| 2 | 1256/11389 | 2012/01/03 | 08:00 | 30100 | 57850 | 0.52 | 1520 | 65 | 2483 |
| 3 | 1278/11391 | 2012/01/08 | 20:00 | 31035 | 59440 | 0.52 | 1480 | 58 | 2654 |
| 4 | 1321/11401 | 2012/01/20 | 17:00 | 26340 | 54880 | 0.48 | 1582 | 80 | 2941 |
| 5 | 1321/11402 | 2012/01/21 | 06:00 | 30530 | 57800 | 0.53 | 1575 | 115 | 2570 |
| 6 | 1350/11413 | 2012/02/01 | 15:00 | 27670 | 57500 | 0.48 | 1680 | 68 | 2645 |
| 7 | 1399/11420 | 2012/02/18 | 18:00 | 29755 | 58400 | 0.51 | 1520 | 77 | 2490 |
| 8 | 1422/11423 | 2012/02/29 | 07:00 | 29728 | 57100 | 0.52 | 1555 | 85 | 2579 |
| 9 | 1603/11466 | 2012/04/24 | 17:45 | 29825 | 58420 | 0.51 | 1420 | 68 | 2023 |
| 10 | 1644/11477 | 2012/05/14 | 18:00 | 29680 | 57534 | 0.52 | 1629 | 108 | 2720 |
| 11 | 1653/11479 | 2012/05/17 | 00:00 | 30068 | 58225 | 0.52 | 1690 | 86 | 2650 |
| 12 | 1677/11486 | 2012/05/24 | 00:00 | 29276 | 57725 | 0.51 | 1635 | 72 | 1962 |

В колонках таблицы по порядку: номер регистрации патча по SHARP и NOAA, дата и время прохождения объекта (пятна) через центральный меридиан (CM), значение интенсивности на Ис-контуре, рассчитанное по методу Otsu [8], усредненная по 4-м регионам интенсивность фона около пятна, отношение потоков (R), значение среднего магнитного поля на контуре и его стандартное отклонение (SD). Как видно из таблицы, средняя по Ис-контуре величина поля $\langle B_{ver} \rangle$ меняется слабо (1,5–1,7 кГс), в то время

как сама вертикальная составляющая магнитного поля, в конкретном пятне, меняется значительно вдоль определяемого контура (величина дисперсии довольно высока). Эти вариации магнитного поля на границе U-PU, очевидно, напрямую отражают хорошо известную тонкую волокнистую структуру магнитного поля в полутени солнечного пятна. Граница тени пятна, за исключением некоторых пятен, систематически выше 50% уровня от окружающего фона и должна быть определена для каждого конкретного случая. Найденное нами среднее значение $R = 0,52$ близко к значению, определенному в [9]. Это приводит к более низким значениям, чем полученная в работах [1–3] величина $\langle B_{ver} \rangle = 1867G$.

4. Выводы

Используя математический метод Otsu [8], показано, что в большом диапазоне полей пятен (от 2 кГс до 3 кГс) средняя по контуру величина поля $\langle B_{ver} \rangle$ меняется слабо (1,5–1,7 кГс), в то время как сама эта вертикальная составляющая магнитного поля, заметно меняется вдоль определяемого Ic-контура (SD достаточно высока) из-за наличия тонкой волокнистой структуры магнитного поля полутени пятна. Граница U-PU оказывается систематически выше 50% уровня от окружающего фона и должна быть найдена для каждого конкретного случая. Это дает более низкие значения $\langle B_{ver} \rangle$, чем приведенная в [1–3] величина $\sim 1867G$. Для нашей выборки пятен получается $\langle B_{ver} \rangle = 1576 \pm 82G$.

Следует особо подчеркнуть, что мы рассматривали только достаточно правильные, хорошо развитые солнечные пятна, находящиеся на стадии устойчивого существования, с магнитными полями, которые, согласно модели мелкого (неглубокого) солнечного пятна [10], обеспечивают наибольший запас устойчивости магнитной системы как единого целого. Поэтому распространять полученные выводы на все солнечные пятна вообще и рассматривать значение $\langle B_{ver} \rangle$ на границе «тень-полутень» как некую солнечную физическую константу, нет никаких оснований.

Литература

1. Jurčák, J. // A&A, 2011, 531, A118.
2. Jurčák, J., Bello González, N., Schlichenmaier, R., Rezaei, R. // A&A, 2017, 597, A60.
3. Jurčák, J., Rezaei, R., González, N., Bello Schlichenmaier, R., Vomlel, J. // A&A, 2018, 611, L4.
4. Bobra, M.G., Sun, X., et al. (8 авторов) // arXiv:1404.1879v1 [astro-ph.SR], 7 Apr 2014.
5. Schou, J., Scherrer, P.H., Bush, R.I., et al. (всего 21 автор) // Solar Phys., 2012, 275, 229.
6. Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I. (всего 14 авторов) // Solar Phys., 2012, 275, 207.
7. Calabretta, Mark R & Greisen, Eric W. arXiv:astro-ph/0207413v1 19 Jul 2002.
8. Otsu, N.A. IEEE Transactions on Systems // Man and Cybernetics. 1979.V.9. P. 62–66.
9. Schmassmann, M., Schlichenmaier, R. & González, N.B. arXiv:1810.09358v2 [astro-ph.SR] 12 Nov 2018.
10. Solov'ev A.A. & Kirichek E.A. // Astrophysics and Space Science, 2014, Vol. 352, No.1, 23-42.

**ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА,
ДААННЫЕ ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИИ
И ОЦЕНКА ГЛУБИНЫ ЯЧЕЕК СУПЕРКОНВЕКЦИИ**

Живанович И., Соловьев А.А., Ефремов В.И.

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

**DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SUN,
DATA OF HELIOSEISMOLOGY
AND ESTIMATION OF DEPTH OF SUPERGRANULATION CELLS**

Zhivanovich I., Solov'ev A.A., Efremov V.I.

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

The «pixel-to-pixel» (p2p) artifact, arising from the discrete nature of matrix receivers, sets an independent frequency standard. This new standard can be used to study the differential rotation of the Sun by tracking the movement such tracers as small-scale solar faculae (Zhivanovich et al. 2019). The results obtained are in good agreement with ground-based observations of sunspots and line-of-sight velocities, but when they are compared with the data of modern helioseismology, they turn out to be significantly overestimated. This may be due to the fact that magnetic tracers (small sunspots, faculae) are captured by the magnetic network of supergranulation, which, due to the presence of such phenomenon as leptocline in the upper part of the convective zone, rotates faster than the uppermost, surface layers of the Sun, the angular velocity of which is recorded by helioseismological methods. Knowing the structure of leptocline, within the framework of such a model, one can estimate the depth of the lower, most dense, boundary of the superconvection cell, which determines the speed of rotation of the entire superconvection network. This assumption gives a reasonable estimate of about 30 Mm.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-101-104

1. Введение

В данных, получаемых с помощью дискретного приемника (такого как CCD матрица), присутствует артефакт «pixel-to-pixel» (p2p) [1, 2]. Артефакт p2p возникает оттого, что экстремальный отсчет (напряженности, интенсивности и т. д.) перемещается с течением времени от одного пикселя к соседнему вследствие движения распределенного объекта по плоскости дискретного приемника. В течение некоторого времени экстремальный отсчет проецируется на область между двумя пикселями, в результате чего записывается отличное от экстремального значение напряженности. Однако информация продолжает считываться с матрицы приемника, что дает локальный минимум (или максимум) в исследуемом сигнале.

Артефакт p2p задает независимый стандарт частоты и за счет этого позволяет определять скорости движения различных трассеров. Например, при использовании мелкомасштабных магнитных структур на Солнце (та-

ких как поры, факелы, факельные гранулы) можно определить скорости их перемещения по диску. Факелы, как и пятна, отражают дифференциальное вращение Солнца. Таким образом, благодаря артефакту $r^2\tau$ и применяя Фурье анализ временных рядов с экстремальным значением напряженности магнитного поля в различных факелах, распределенных по широтным зонам, можно построить кривую дифференциального вращения Солнца.

2. Данные гелиосейсмологии

Такая кривая, построенная по мелкомасштабным магнитным структурам, была получена нами в работах [4, 5]. В них показано, что найденная кривая неплохо согласуется с наземными наблюдениями по пятнам и лучевым скоростям. В то же время, сравнивая полученные скорости дифференциального вращения с данными, которые дает гелиосейсмология (рис. 1) [3], мы получили, что скорости вращения, измеренные нами по мелкомасштабным магнитным трассерам с помощью частотного артефакта $r^2\tau$, оказались завышены. Это показано на рис. 2.

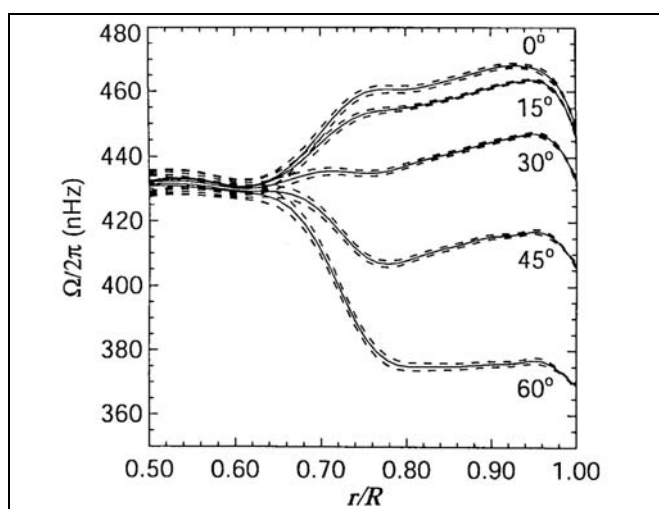


Рис. 1. Дифференциальное вращение Солнца по данным гелиосейсмологии [3], представленное в виде зависимости частоты вращения от глубины. Несколько линиями показаны кривые для различных широт (0° , 15° , 30° , 45° и 60° соответственно сверху вниз). По горизонтальной оси отложена относительная глубина (в долях радиуса Солнца). Рисунок взят из работы [3].

Как видно по рис. 1, дифференциальное вращение солнечных слоев в конвективной зоне проявляется, начиная от тахоклина, с глубины порядка 0.68 радиуса Солнца, затем скорости вращения плавно меняются с глубиной, и недалеко от поверхности резко падают с расстоянием от центра. Этот слой принято называть лептоклином. Благодаря его наличию в верхней части конвективной зоны Солнца, конвективные ячейки супергрануляции вращаются быстрее, чем поверхностные слои.

Мелкомасштабные факельные магнитные структуры на Солнце, очевидно, судя по их динамике, захвачены магнитной сеткой супергрануляции, соответственно с этим, и дифференциальное вращение таких структур будет совпадать с дифференциальным вращением сетки супергрануляции. Для суперконвективной ячейки скорость её углового перемещения по диску Солнца будет, видимо, определяться движением её нижней, наиболее

плотной, границы, т.е. эта ячейка в целом будет двигаться по диску Солнца быстрее, чем самые верхние, поверхностные слои фотосферы.

Зная структуру лептоклина, т.е. распределение угловых скоростей вращения Солнца в зависимости от глубины и широты в верхней части конвективной зоны (рис. 1), и сравнивая её со скоростями вращения, полученным нами по поверхностным мелкомасштабным магнитным трассерам (факелам, факельным гранулам), (рис. 2), мы можем оценить глубину залегания нижней, наиболее плотной, границы ячейки суперконвекции (рис. 3).

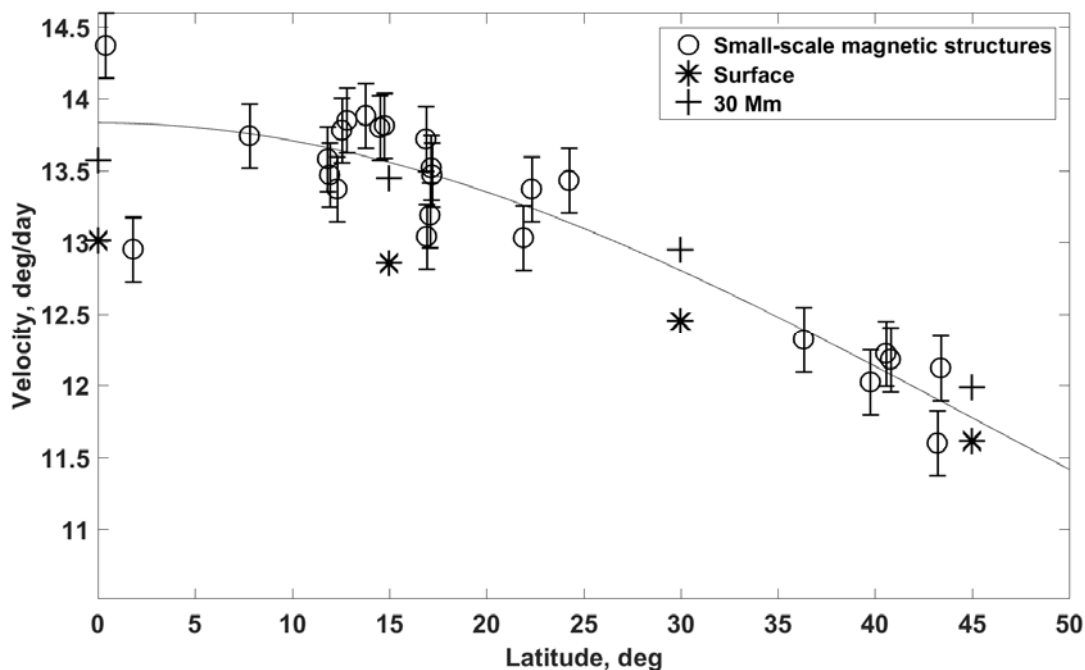


Рис. 2. Кривая дифференциального вращения Солнца, полученная для мелкомасштабных факельных структур с помощью артефакта p2r по данным SDO/HMI (кружки с ба-ром). Линией показана аппроксимация наблюдений в виде кривой [4, 5]:

$$V = A - B \sin^2 \theta - C \sin^4 \theta - 0.9865 \frac{\text{deg}}{\text{day}}$$

«Звездочки» – точки с угловыми скоростями вращения, снятыми с гелиосейсмологической кривой для поверхности Солнца на рис. 1. Значком «плюс» показаны угловые скорости вращения на глубине 30 Мм, которые дает лептоклин (см. ниже рис. 3).

На рис. 3 показано, как для глубины около 30 Мм с кривой дифференциального вращения снимаются скорости дифференциального вращения Солнца, которые соответствуют этой глубине. На рис. 2 они помечены крестиками. Как видно, данные, которые дает нам гелиосейсмология, хорошо соотносятся с полученными в работах [4, 5] скоростями дифференциального вращения мелкомасштабных магнитных структур, которые принадлежат к магнитной сетке супергрануляции.

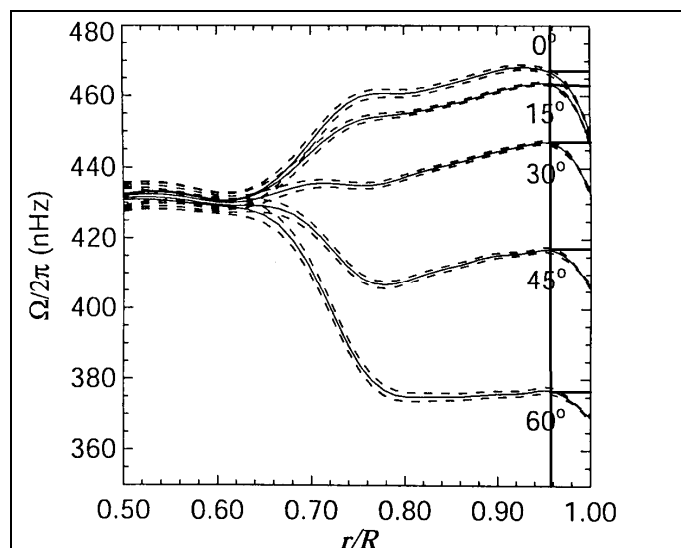


Рис. 3. Процедура снятия данных, соответствующих угловой скорости вращения Солнца на глубине 30 Мм (отмечена вертикальной линией, горизонтальными ответвлениями от этой линии показаны соответствующие частоты дифференциального вращения на каждой широте).

3. Выводы

Мелкомасштабные магнитные трассеры (малые солнечные пятна, факелы, факельные гранулы), использованные нами в работах [4, 5] для определения дифференциального вращения Солнца, представляют из себя чрезвычайно динамичные, подвижные структуры, подверженные постоянным возмущениям со стороны грануляции и супергрануляции. Это обстоятельство дает нам все основания полагать, что наши мелкомасштабные магнитные трассеры эффективно захватываются сеткой супергрануляции, которая, благодаря наличию лептоклина в верхней части конвективной зоны, вращается несколько быстрее, чем самые верхние, поверхностные слои Солнца. Поэтому сравнивать полученные нами по этим трассерам скорости дифференциального вращения необходимо с угловыми скоростями на глубине залегания ячейки суперконвекции. В рамках таких представлений, зная структуру лептоклина по данным гелиосейсмологии, можно оценить глубину нижней, наиболее плотной, границы ячейки суперконвекции. Получается, что эта глубина составляет около 30 Мм, что практически совпадает с характерным диаметром ячейки. Поэтому такая оценка представляется нам вполне разумной.

Литература

1. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. // Sol. Phys., 2010, **267**, p.279.
2. Efremov V.I., Solov'ev A.A. et al. // Astrophys. & Space Sci., 2018, **363**, p.61.
3. Hove R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. // Science, 2000, **287**, p.2456.
4. Zhivanovich I., Riehoкainen A. et al. // Solar-Terrest. Phys., 2019, **5**, p.3-10.
5. Живанович И., Риехокайнен А. и др. / Труды всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», 2016, с. 109-112.

АНАЛИЗ СВОЙСТВ СОБЫТИЙ В СКЛ И ИХ СОЛНЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ С УЧЕТОМ МАГНИТО-МОРФОЛОГИЧЕСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

**Жукова А.В.¹, Кашапова Л.К.², Митева Р.³,
Жданов Д.А.², Мешалкина Н.С.², Мягкова И.Н.⁴**

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

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

³*Институт астрономии и Национальная Астрономическая обсерватория БАН, София, Болгария*

⁴*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия*

ANALYSIS OF PROPERTIES OF SEP EVENTS AND THEIR SOLAR SOURCES CONSIDERING THE MAGNETO-MORPHOLOGY CLASSIFICATION OF ACTIVE REGIONS

**Zhukova A.V.¹, Kashapova L.K.², Miteva R.³,
Zhdanov D.A.², Meshalkina N.S.², Myagkova I.N.⁴**

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

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

³*Institute of Astronomy and National Astronomical Observatory, BAS, Sofia, Bulgaria*

⁴*Skobelitsyn Institute of Nuclear Physics of MSU, Moscow, Russia*

We studied 87 solar energetic particle (SEP) events relating flares with GOES class larger than M5, which were observed during solar cycle 23 to detect the relationship between spectral parameters of SEPs and characteristics of the related flares. The ARs magneto-morphology classification (MMC) was applied to take into account the magnetic topology features of ARs that produced the flares. We separated all ARs into three categories: A-type - regular bipolar ARs; U-type – unipolar spots; B-type – irregular ARs which violate either Hale polarity law, or Joy's law, or having the leading spot less than the main following spot. We used the parameters of the MW spectrum as indicators of acceleration processes during solar flares. Our analysis showed the following. Most of the related to proton-rich SEP events ARs are violated at least one of the named above classical sunspot group evolution laws. Statistics for regular ARs of cycles 23 and 24 are reverse: the regular ARs domination is obvious. Revealed dependencies between spectral properties of electrons and protons and indicators of the acceleration process are studied and discussed taking into account MMC types of ARs related to SEP origin.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-105-108

В настоящее время нет однозначного понимания того, какие механизмы ускорения определяют свойства и параметры заряженных частиц в событиях солнечных космических лучей (СКЛ) [1]. Существуют две гипотезы, как соперничающие, так и дополняющие друг друга, – ускорение происходит или во время вспышек в атмосфере Солнца, или же на ударных волнах, порождаемых корональными выбросами массы (КВМ). В зависи-

мости от доминирования той или иной гипотезы необходимо корректировать как теоретические модели, так и методики прогноза событий СКЛ. Прямыми индикаторами процессов ускорения в солнечной атмосфере являются рентгеновское и гамма-излучение. Однако из-за низкого порога чувствительности современных детекторов эффективность использования наблюдений в этих спектральных областях ограничена. Другим источником информации о процессах ускорения может служить микроволновое излучение (МВ), так как оно более чувствительно к изменениям потоков электронов. Несмотря на то, что события в СКЛ обусловлены в основном потоками протонов, в работах [2, 3] показана связь между данными, полученными в рентгеновском и МВ диапазонах, с одной стороны, и изменениями потоков протонов, с другой. Еще одним неясным вопросом остается связь механизмов ускорения частиц СКЛ и их свойств с магнитной топологией АО, производящих вспышки и являющихся источниками событий СКЛ [4]. Настоящая работа продолжает исследования, начатые в работе [5]. Ее целью является изучение связи между таким параметром микроволнового спектра как пиковая частота и индикаторами процессов ускорения протонов и электронов, с учетом свойств солнечных источников событий СКЛ – классом АО в соответствии с магнито-морфологической классификацией (ММС), предложенной в работе [6].

Пиковые потоки протонов определялись по данным инструмента SOHO/ERNE в спектральных полосах, определяемых как каналы 25 МэВ и 50 МэВ. Учитывались протонные события, произведенные в 23-м цикле вспышками GOES класса M5 и выше, имеющие отклик в обоих энергетических каналах. Для учета эффекта насыщения протонные потоки корректировались по методике, описанной в работе [7]. Подобный отбор для электронов проводился на основе данных инструмента ACE/EPAM в каналах 0.139 МэВ и 0.245 МэВ. Подбирались наиболее близкие по времени записи для протонов и электронов. Солнечные источники вспышек и КВМ определялись в соответствии со стандартными временным и позиционным критериями [8, 9]. Отклик в МВ диапазоне для выявленных источников проверялся по данным сети Radio Solar Telescope Network (RSTN). В качестве индикатора ускорительных процессов использовалось значение пиковой частоты (частоты, на которой поток достигает максимального значения).

Отобранные 87 событий связаны с солнечными вспышками, произошедшими в 53 АО 23-го цикла с различной конфигурацией магнитного поля. Данные инструмента SOHO/MDI и ММС позволили учесть их магнитную топологию, распределив все АО на три группы: А – регулярные АО, удовлетворяющие основным закономерностям теории динамо среднего поля (закону полярностей Хейла, закону о широтной зависимости угла наклона магнитной оси биполярных АО Джоя, правилу о соотношении

площадей лидирующего/хвостового пятен); В – АО с нарушениями закономерностей; U – одиночные пятна (как правило, остатки регулярных АО).

Мы обнаружили, что только $\approx 27\%$ из всех исследуемых событий 23-го цикла произошли в регулярных АО, тогда как $\approx 60\%$ наблюдались в АО-нарушителях. Статистические исследования АО 23-го цикла показывают противоположную тенденцию: регулярные АО (группа А) составляют большинство ($\approx 65\%$), тогда как АО с нарушениями (группа В) – около четверти от всех групп пятен. Это согласуется с данными, приведенными в работе [6] для 24-го цикла. Из 87 солнечных вспышек, связанных с СКЛ, информацию о пиковой частоте удалось получить для 52 событий. На рис. 1 представлена зависимость отношения потоков протонов от пиковой частоты для групп А + U и группы В. Отношение потоков для группы А + U уменьшается с ростом пиковой частоты (до значения ≈ 5 ГГц), после чего стабилизируется. Эта тенденция согласуется с данными, полученными ранее в работе [3] (см. там рис. 3). В тоже время события, связанные с группой В, не показывают явной тенденции. Подобное различие в поведении этого параметра МВ спектра было обнаружено для отношения потоков протонов с энергиями 10 МэВ и 30 МэВ (для выборки из 24 событий 23-го цикла, имевших отклик в жестком рентгеновском диапазоне) [10].

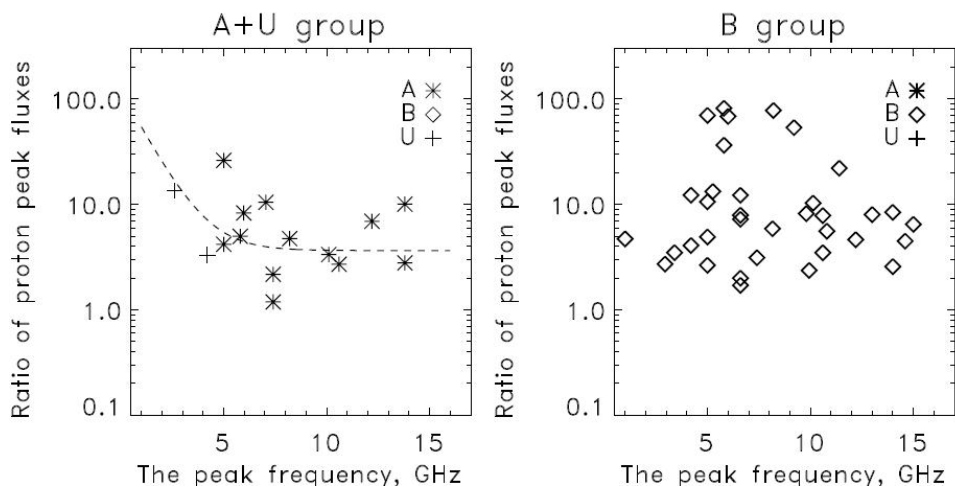


Рис. 1. *Левая панель:* Зависимости отношения потоков для двух спектральных полос потоков протонов в событиях СКЛ относительно пиковой частоты для групп А и U. *Правая панель:* Та же зависимость для группы В.

На рис. 2 представлена зависимость отношения потоков электронов от пиковой частоты для групп А + U и группы В. Для групп А + U (левая панель) наблюдается слабая тенденция увеличения отношения потоков электронов с ростом пиковой частоты (противоположная тенденции, выявленной для протонов). Это позволяет связать рост числа протонов с высокими энергиями (при увеличении частоты) с наличием сильного магнитного поля в источнике МВ излучения. Для событий, связанных с АО группы В (правая панель), явных тенденций не обнаружено.

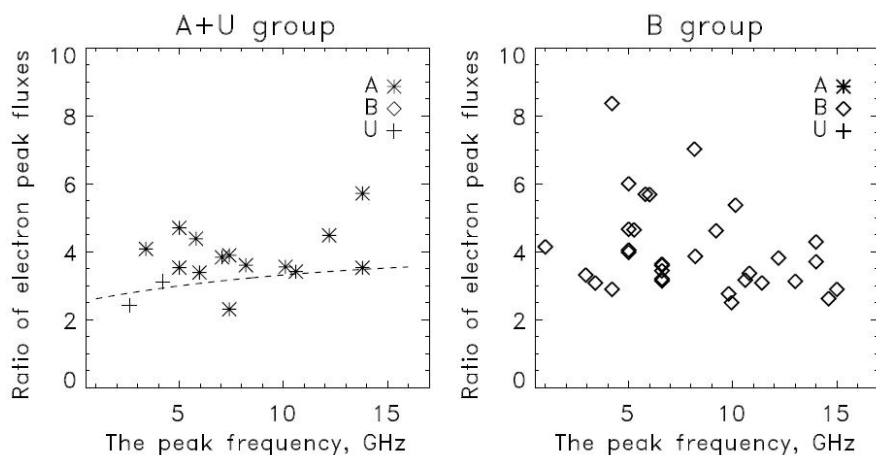


Рис. 2. Левая панель: Зависимости отношения потоков для двух спектральных полос потоков электронов в событиях СКЛ относительно пиковой частоты для групп А и U. Правая панель: Та же зависимость для группы В.

Таким образом, только для событий, связанных с регулярными АО (подчиняющимися закономерностям теории динамо), удалось выявить тенденции, которые можно интерпретировать в рамках известной модели солнечной вспышки. Большинство событий СКЛ, связанных с солнечными вспышками классом больше M5, происходили в АО с нарушениями закономерностей теории динамо; явных тенденций для них не обнаружено.

А.Ж. благодарит за поддержку Минобрнауки НИР 0831-2019-0006. Работа Л.К., Д.Ж. и Н.М. поддержана базовой финансовой программой ФНИ П.16 и частично поддержана программой № 28 Президиума РАН.

Литература

1. Klein, K.-L., Dalla S. // Space Sc. Reviews, 2017, 212, 1107.
2. Kahler, S.W. // J. Geophys. Res., 1982, 87, 3439.
3. Chertok, I.M., Grechnev, V.V., Meshalkina, N.S. // Astronomy Reports, 2009, 53, 1059.
4. Bronarska, K., Michalek, G. // Advances in Space Research, 2017, 59, 384.
5. Kashapova L.K., Miteva R., Myagkova I.N., Bogomolov A.V. // Solar Phys., 2019, 294, 9.
6. Abramenko, V.I., Zhukova, A.V., Kutsenko, A.S. // Geomagn. and Aeron., 2018, 58, 1159.
7. Miteva, R., Samwel, S.W., Costa-Duarte, M.V. // JASTP, 2018, 180, 26.
8. Papaioannou A., Sandberg, I., Anastasiadis, A., et al. // JSWSC, 2016, 6, A42.
9. Miteva, R., Samwel, S.W., Costa-Duarte, M.V. // Solar Phys., 2018, 293, 27.
10. Kashapova, L.K., Meshalkina, N.S., Miteva, R., et al. / Proc. of Eleventh Workshop “Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere”, Primorsko, Bulgaria, June 3–7 2019, p. 185.

РАЗРЕШЕНИЕ НЕОДНОЗНАЧНОСТЕЙ ПРИ ИДЕНТИФИКАЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ С НАРУШЕНИЕМ ЗАКОНА ПОЛЯРНОСТЕЙ ХЕЙЛА

**Жукова А.В.¹, Хлыстова А.И.², Абраменко В.И.¹,
Москвина А.М.¹, Соколов Д.Д.^{3,4,5}**

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

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

³*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

⁴*Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия*

⁵*ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкова, Троицк, Москва, Россия*

RESOLVING OF AMBIGUITIES IN THE IDENTIFICATION OF ACTIVE REGIONS VIOLATING THE HALE POLARITY LAW

**Zhukova A.V.¹, Khlystova A.I.², Abramenko V.I.¹,
Moskvina A.M.¹, Sokoloff D.D.^{3,4,5}**

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

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

³*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

⁴*Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics, Moscow, Russia*

⁵*IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia*

We used SOHO/MDI(EIT), SDO/HMI(AIA), and the Debrecen Photoheliographic data (DPD); USAF/NOAA Solar Region Summary (SRS) to study 8703 active regions (ARs) from 1989 January 1 to 2019 December 31. Difficulties in an identification of ARs violating the Hale's Polarity Law (anti-Hale ARs) and main reasons for possible mistakes are discussed. The proposed criteria to define a sunspot group as anti-Hale AR are consistent with classical ideas by G.E. Hale and magnetic cycle models. According to these criteria, anti-Hale region is a bipolar AR (with presence at least pores in both polarities) having a leading spot of reverse polarity; magnetic connections between the polarities are stable (visible at least in one of the EUV images). Additional conditions for some uncertain types of ARs are also proposed. 277 sunspot groups meeting the proposed criteria were identified as anti-Hale ARs. A percentage of anti-Hale ARs is found as $\approx 3.0\%$ (relative to the number of all ARs from the USAF/NOAA SRS) and slightly higher, $\approx 3.9\%$ (relative to the DPD data for a period from 1989 January 1 to 2018 June 19). A catalog of anti-Hale ARs is available for period 1989–2018: <https://sun.crao.ru/databases/catalog-anti-hale>.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-109-112

В соответствии с законом полярностей Хейла биполярные активные области (АО) имеют противоположную полярность лидирующих пятен в северном и южном полушарии; полярность изменяется от цикла к циклу [1]. Появление АО, нарушающих это правило, не укладывается в рамки классических моделей магнитного цикла [2, 3] и не может быть полностью

объяснено действием глобального динамо среднего поля. Появление АО с обратной полярностью можно связать с флуктуациями магнитного поля и с действием флуктуационного (мелкомасштабного) динамо на магнитные трубки АО [4, 5]. Исследования анти-Хейловских АО могут прояснить роль флуктуационного динамо в их конкурентном взаимодействии с глобальным динамо, выявить особенности процесса восстановления полярного поля, причины деформации магнитных трубок АО.

Отсутствие единого источника информации об анти-Хейловских АО, неполнота данных имеющихся каталогов, неоднородность данных в индивидуальных базах разных исследователей затрудняет проведение научных исследований. Например, существует расхождение в оценках относительного количества анти-Хейловских АО. Большинство опубликованных оценок укладывается в диапазон от нескольких единиц до $\approx 8\%$ [6–16], хотя некоторые авторы приводят 16–21% [17].

Мы изучили 8703 АО, появившиеся на диске с января 1989 г. по декабрь 2019 г. Для визуального просмотра нами использовались ежедневные данные полного диска Солнца инструментов SOHO/MDI и SDO/HMI (магнитограммы и continuum), инструментов SOHO/EIT и SDO/AIA (в линиях УФ). Использовались также фотогелиографические данные DPD (<http://fenyi.solarobs.csfk.mta.hu/DPD/index.html>). Результаты просмотра АО сопоставлялись с данными каталогов Mount Wilson (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS/Mt_Wilson) и КрАО (<https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmс-ars>). Использовалась также база данных USAF/NOAA SRS (<http://solarcyclescience.com>).

Причины, по которым группы солнечных пятен могут быть ошибочно идентифицированы как анти-Хейловские АО, условно разделены на три группы. К первой группе относятся причины общего характера, связанные с местоположением и процессом всплытия АО. Во-первых, неправильное распределение АО между циклами. В минимумах цикла, наряду с низкоширотными АО старого цикла, на солнечном диске появляются также высокоширотные АО нового цикла. Распределить АО между циклами позволяет методика, предложенная в работе [15]. Во-вторых, неоднозначности, связанные со временем установления тилта (отклонения оси биполя от экватора), которое составляет от одного до нескольких дней с момента всплытия АО [18]. Это создает неоднозначность в определении лидирующего пятна. Поэтому малые короткоживущие (менее трех дней) АО с нестабильным тилтом (вращение; тилт $\approx 90^\circ$) и АО, всплывающие непосредственно возле западного лимба, исключались. В-третьих, обращение полярности пятен АО вблизи лимба из-за эффекта проекции (такие также АО исключались). В-четвертых, неоднозначность представляли АО, расположенные вблизи экватора. АО относились нами к тому полушарию, в котором находились вместе центр тяжести АО по площади и средняя точка между основными пятнами разных полярностей.

Вторая группа объединяет причины, связанные с особенностями эволюции АО. Во-первых, случаи, когда новый биполярный магнитный поток всплывает возле старого пятна. Если такой биполь наблюдался более трех дней и не имел собственного номера NOAA, мы выделяли его из общей группы пятен. Во-вторых, биполярные АО, у которых обратная полярность была зарегистрирована лишь часть времени при прохождении по диску (ориентация биполя могла изменяться вследствие вращения оси, всплытия нового потока «поверх» старых пятен и т.п.). Такие АО рассматривались только в «анти-Хейловский» период их существования.

Третью группу составляют причины, связанные с топологией пятен АО и высокой вероятностью неправильной их идентификации при помощи автоматических алгоритмов обработки магнитограмм и зарисовок. Во-первых, неправильное определение границ АО. В максимумах цикла всплывающие близкорасположенные АО образуют цепочки и блоки. Комбинация хвостового пятна АО с лидирующим пятном последующей (всплывающей восточнее) группы может быть ошибочно принята за анти-Хейловскую АО. Во-вторых, сложность представляют регулярные (подчиняющиеся закону Хейла) АО на поздних стадиях разрушения (отсутствие пор или слабые поры в хвостовой части). Комбинация долгоживущего лидирующего пятна и новых пор противоположной полярности западнее может быть ошибочно принята за биполь с обратной полярностью. Такая ситуация характерна для разрушающихся АО сложной магнитной конфигурации. Поры перед старыми лидерами также часто появляются из-за процессов, происходящих при разрушении пятен на границах моат-ячеек [19]. Другой пример – АО с порами противоположной полярности, рассеянными вокруг долгоживущего лидирующего пятна, когда центр тяжести по потоку (площади) рассеянных пор оказывается западнее старого лидера. В-третьих, мультиполярные АО, у которых равноценные пятна обеих полярностей не формируют выраженной биполярной структуры. Центр тяжести по потоку (площади) пятен с условно «неправильной» полярностью в таких АО также может быть смещен к западу. Все типы АО, относящиеся к третьей группе неоднозначностей, при составлении каталога не учитывались.

Особый случай представляют собой « δ -структуры» – биполярные АО, у которых близкорасположенные ядра находятся в общей полутени [20]. Нами учитывались не только отдельные « δ -структуры» с обратной полярностью, но и некоторые « δ -структуры» в составе комплексов активности. Такая группа выделялась и учитывалась, если представляла самую выраженную деталь комплекса активности и не имела выраженных связей с остальными магнитными центрами комплекса.

По результатам анализа неоднозначностей предложены два основных критерия, позволяющие идентифицировать группу пятен как анти-Хейловскую АО. Они опираются на классические идеи, изложенные в ра-

боте [1], и на модели магнитного цикла [2, 3]. Согласно этим критериям анти-Хейловская АО представляет собой биполь обратной полярности (с присутствием как минимум пор в обеих полярностях); магнитные связи между полярностями должны быть стабильными и наблюдаться хотя бы в одной из линий УФ (в случаях, когда данные УФ доступны).

Предложенным критериям и описанным выше условиям для некоторых типов неоднозначных АО удовлетворяют 277 исследованных групп солнечных пятен; они включены в каталог анти-Хейловских АО. Все АО с описанными выше неоднозначностями имеют в каталоге специальные отметки. Анти-Хейловские АО составили $\approx 3.0\%$ от АО, наблюдавшихся по данным USAF/NOAA SRS в период нашего исследования. Процентаж относительно данных DPD (за период с 1 января 1989 г. по 19 июня 2018 г.) несколько выше: $\approx 3.9\%$. Полученные значения близки к ранним оценкам, полученным авторами, проверявшими данные по каждой АО индивидуально [6, 7].

Авторы благодарны РФФИ: Д.С. и А.Х. – по гранту 18-02-00085; А.Х. – по гранту 19-52-45002. Работа А.Х. выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16. Работа А.Ж и В.А. частично выполнена в рамках НИР 0831-2019-0006.

Литература

1. Babcock, H.W. // *Astrophys. J.*, 1961, 133, 572.
2. Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H. // *Astrophys. J.*, 1919, 49, 153.
3. Parker, E.N. // *Astrophys. J.*, 1955, 122, 293.
4. Sokoloff, D., Khlystova, A., Abramenko, V. // *MNRAS*, 2015, 451, 1522.
5. Abramenko, V.I., Zhukova, A.V., Kutsenko, A.S. // *Geomagn. and Aeron.*, 2018, 58, 1159.
6. Hale, G.E., Nicholson, S.B. // *Astrophys. J.*, 1925, 62, 270.
7. Richardson, R.S. // *Astrophys. J.*, 1948, 107.
8. Smith, S.F., Howard, R. // *proc. IAU Symp.*, 1968, 35, 33.
9. Vitinsky, Y.I. // *Byull. Solnechnye Dannye Akad. Nauk SSSR*, 1986, 9, 86.
10. Wang, Y.-M., Sheeley, J.N.R. // *Solar Phys.* 1989, 124, 81.
11. Khlystova, A.I., Sokoloff, D.D. // *Astronomy Reports*, 2009, 53, 281.
12. Sokoloff, D., Khlystova, A.I. // *Astron. Nachr.*, 2010, 331, 82.
13. Stenflo, J.O., Kosovichev, A.G. // *Astrophys. J.*, 2012, 745, 129.
14. Li, J., Ulrich, R.K. // *Astrophys. J.*, 2012, 758, 115.
15. McClintock, B.H., Norton, A.A., Li, J. // *Astrophys. J.*, 2014, 797, 130.
16. Li, J. // *Astrophys. J.*, 2018, 867, 89.
17. Тлатова К.А., Тлатов А.Г. / Труды конф. «ССЗФ–2019», 2019, 395.
18. van Driel-Gesztelyi, L., Green, L.M. // *Liv. Rev. Solar Phys.*, 2015, 12, 1.
19. Ryutova, M. // *Astrophys. Space Sci. Lib.*, 2018, 455.
20. Künzel, H. // *Astron. Nachr.*, 1965, 288, 177.

ВЛИЯНИЕ КВМ И СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК НА ВАРИАЦИИ СО ВРЕМЕНЕМ УГЛОВ НАКЛОНА СИЛОВЫХ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Загайнова Ю.С.¹, Файнштейн В.Г.²

¹ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия

²ИСЗФ СО РАН, Иркутск, Россия

THE INFLUENCE OF CMES AND SOLAR FLARES ON THE TIME VARIATIONS OF MAGNETIC FIELD LINE INCLINATION IN UMBRAE

Zagainova Yu.S.¹, Fainshtein V.G.²

¹IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia

²ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

It is demonstrated that processes in solar active regions (AR), including CME and flare, can substantially affect the time variation of the minimum and average (for the AR umbra) magnetic field line inclination, α_{min} and α_{mean} , including their fluctuation character. A preliminary analysis of the α_{min} oscillations properties was conducted. The α_{min} and α_{mean} values were found by means of SDO/HMI vector measurements of the photospheric field.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-113-116

1. Введение

Магнитное поле в тени солнечных пятен подвержено вариациям на различных масштабах времени [1, 2]. В ряде работ исследовались колебания магнитного поля в пятнах с периодами от нескольких минут до более 10 часов (о долгопериодических колебаниях см. [3]). В работе [4] проанализировано изменение поля в тени пятен в периоды, охватывающие либо полностью, либо частично все время их существования. В то же время до сих пор было получено мало сведений об особенностях изменений характеристик магнитного поля в тени солнечных пятен АО до начала и во время происходящих в этих АО вспышек и формирований КВМ (предварительные результаты см. в нашей работе [5]). В настоящей работе мы продолжили выяснение того, как изменяются углы наклона силовых линий поля в тени солнечных пятен в АО до и после начала в них вспышек и формирований КВМ, либо в отсутствие таких процессов?

2. Данные и методы их анализа

Были исследованы вариации углов наклона силовых линий магнитного поля α_{min} и α_{mean} в тени солнечных пятен в трех группах событий: (1) в активных областях (АО), в которых сформировался корональный выброс массы (КВМ) и была зарегистрирована рентгеновская вспышка; (2) в АО, в которой произошла только сильная вспышка; (3) в АО, в которой не были зарегистрированы КВМ и связанная вспышка. В свою очередь группа со-

бытий (1) была разбита на две подгруппы. В первую вошли события с быстрыми КВМ (их линейная проекционная скорость $V_{lin} > 1300$ км/с – 9 таких событий), во вторую подгруппу вошли события с медленными КВМ ($400 < V_{lin} < 600$ км/с – 9 событий). Здесь α_{min} – минимальный угол наклона силовых линий поля, который приблизительно равен углу наклона оси магнитной трубки из тени пятна; α_{mean} – средний в пределах тени пятна угол наклона линий поля. Характеристики магнитного поля в тени пятен находились с использованием векторных измерений фотосферного поля инструментом SDO/HMI. Угол наклона линий поля α находился с использованием соотношения: $\cos(\alpha) = |B_r|/B$. Здесь B_r – радиальная компонента поля. Величина B_r находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые величины: модуль вектора магнитной индукции B , угол δ между направлением поля и лучом зрения и азимут – угол ψ , измеряемый в плоскости неба против часовой стрелки между направлением столбцов массива ПЗС-матрицы и проекцией вектора поля на эту плоскость. Положение пятен в области эрупции определялись по изображениям Солнца, полученным в континууме инструментом SDO/HMI.

3. Результаты

Наш анализ показал, что процессы, включающие КВМ и вспышку, могут существенно влиять на поведение α_{min} и α_{mean} , в том числе на характер их колебаний. При этом разнообразие и интенсивность отклика поведения углов на вспышку и возникновение КВМ особенно велико для событий с быстрыми КВМ и мощными вспышками. Несколько наиболее ярких примеров изменения поведения α_{min} и α_{mean} после начала вспышки для такого события 07.03.2012 показано на рис. 1.

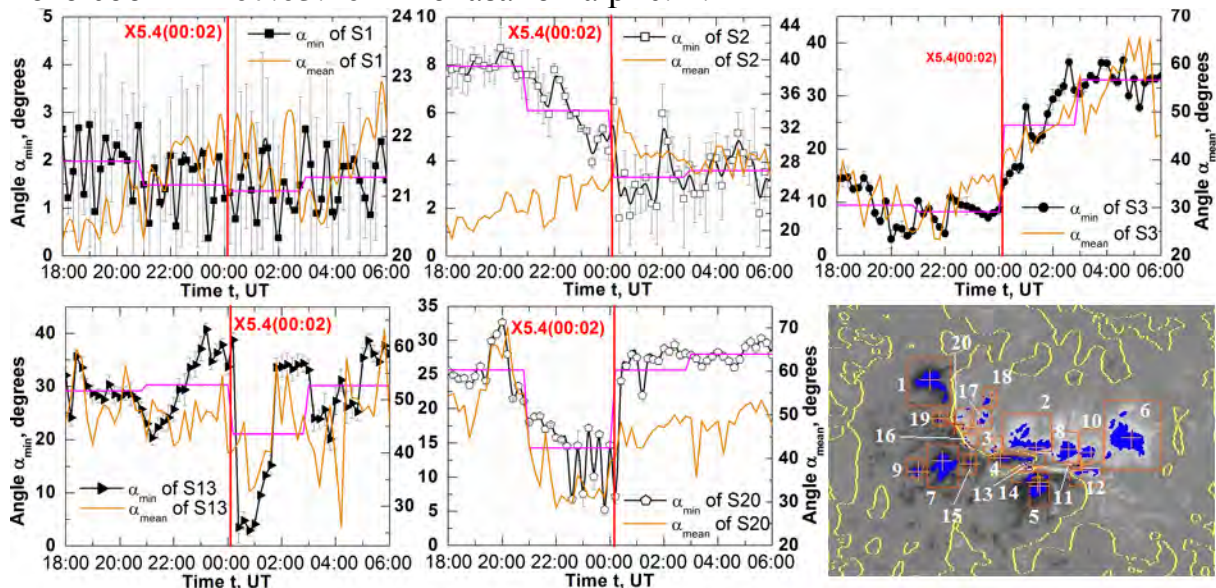


Рис. 1. Левая крайняя панель в верхнем ряду – пример отсутствия заметного влияния эруптивного события на усредненное по времени поведение α_{min} и α_{mean} после начала вспышки, следующие 4 панели – примеры заметного изменения после начала вспышки поведения минимального и среднего углов наклона линий поля в тени пятен, крайняя правая в нижнем ряду панель – положения, форма и размеры тени пятен в анализируемой АО. Желтыми линиями показаны линии $B_r=0$.

Оказалось, что наиболее сильные и резкие изменения α_{\min} и α_{mean} происходят в тени пятен с минимальными размерами. В большинстве пятен характер изменения α_{\min} и α_{mean} в среднем до и после начала вспышки приблизительно одинаковый. Но в одном случае (вторая слева верхняя панель на рис. 1) до начала вспышки α_{\min} и α_{mean} изменяются со временем в противофазе. На рис. 2 показаны примеры изменения со временем α_{\min} и α_{mean} для события с медленным КВМ, для события, связанного только с сильной вспышкой, а также для события, не связанного с КВМ и вспышкой.

В пятнах активной области с медленным КВМ после начала вспышки также наблюдаются заметные изменения в поведении α_{\min} и α_{mean} , но менее интенсивные и в меньшем количестве пятен, чем в пятнах АО с событием с быстрым КВМ. В пятнах АО, в которой произошла вспышка, но не был сформирован КВМ, после начала вспышки также наблюдаются изменения поведения α_{\min} и α_{mean} , но менее интенсивные, чем в АО с быстрым КВМ.

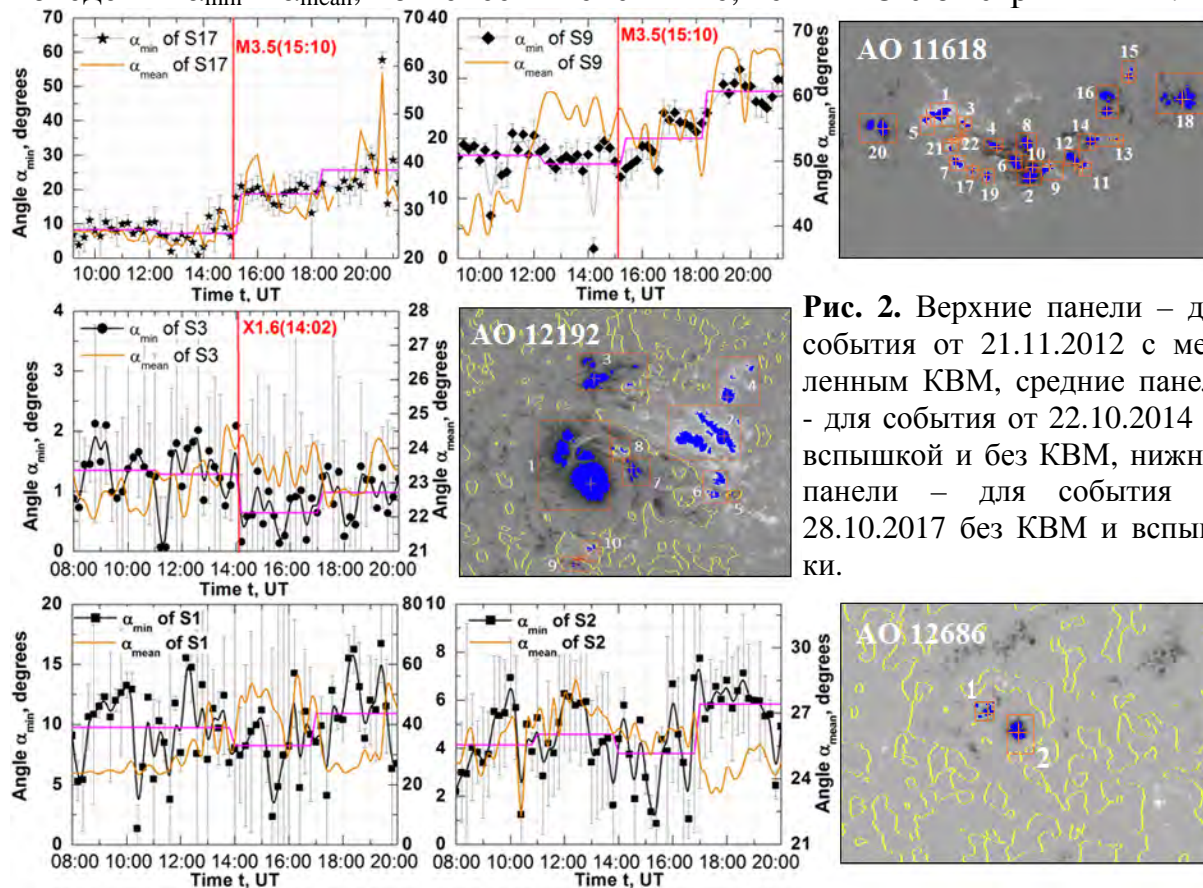


Рис. 2. Верхние панели – для события от 21.11.2012 с медленным КВМ, средние панели – для события от 22.10.2014 со вспышкой и без КВМ, нижние панели – для события от 28.10.2017 без КВМ и вспышки.

Еще одна особенность вариаций углов наклона в этом случае заключается в том, что изменения α_{\min} и α_{mean} часто не коррелируют друг с другом. И, наконец, в АО, в которой не было вспышек и КВМ, в основном наблюдаются хаотические изменения со временем α_{\min} и α_{mean} , но в отдельные периоды времени наблюдаются заметные эволюционные изменения двух типов углов (пример таких изменений см. внизу справа на рис. 3).

Из приведенных примеров изменения α_{\min} и α_{mean} со временем видно, что эти изменения носят колебательный характер. Мы оценили особенности спектра колебаний α_{\min} и α_{mean} для всех анализируемых групп событий как в целом, в течение рассматриваемого периода 12 часов, так и отдельно,

в течение 6 часов, до и после начала вспышки (в событиях со вспышками). На рис. 3 показаны примеры спектров колебаний для различных пятен для всех изученных групп событий. Все спектры являются дискретными. Отдельные гармоники находятся в местах стыковки соседних прямых отрезков. Ниже мы покажем спектры колебаний только для α_{\min} .

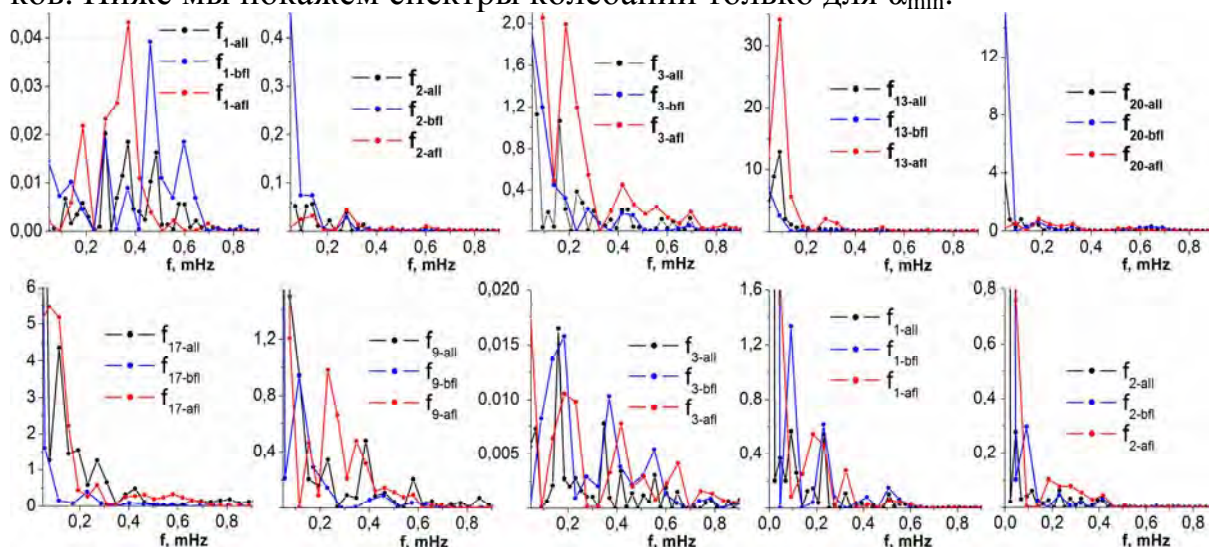


Рис. 3. Верхние панели – спектры колебаний α_{\min} для пятен, показанных на рис.1, нижние панели – для пятен из рис. 2, индекс «all» – за период 12 ч, «bfl» – за 6 ч до начала вспышки, «aft» – спустя 6 ч после начала вспышки (или середины интервала наблюдений – для события без вспышки).

Детальный анализ колебаний α_{\min} и α_{mean} мы планируем провести в отдельной работе. Здесь же только отметим, что в большинстве всех рассмотренных случаев наибольшая амплитуда приходится на основную частоту, близкую к 0.05 МГц, или на ее ближайшие гармоники (иногда наблюдаются относительно широкие спектры – см. левую панель в верхнем ряду и третью слева панель в нижнем ряду рис. 3). Во многих случаях максимальная амплитуда колебаний после начала вспышки превышает максимальную амплитуду колебаний до начала вспышки и для всего рассмотренного период. Приведем некоторые характерные периоды для основной частоты, ее ближайшей гармоники и наименьший наблюдаемый периоды: $> 325\text{--}340$ мин. (частота < 0.05 МГц), $205\text{--}220$ мин. (≈ 0.08 МГц), ≈ 15 мин. (≈ 1.2 мГц).

Авторы благодарят команды SOHO/LASCO, SDO/HMI за возможность свободного использования данных этих инструментов. Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16 и при частичной поддержке гранта РФФИ 20-02-00151.

Литература

1. Pen M.J., Livingston, W. // *Ap. J.*, 2006, 649, L45.
2. Pevtsov A.A., Bertello L., Tlatov A.G., et al. // *Solar Phys.*, 2014, 289, 593.
3. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A., RiehoKainen A. // *G&A*, 2016, 56, 897.
4. Zagainova Yu.S., Fainshtein V.G., Obridko V.N., Rudenko G.V. // *G&A*, 2016, 56, 1015.
5. Zagainova Yu.S., Fainshtein V.G., Rudenko G.V., Obridko V.N. // *G&A*, 2017, 57, 835.

СПИКУЛЫ II ТИПА КАК ВАЖНЫЙ ИСТОЧНИК НАГРЕВА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ И ПОПОЛНЕНИЯ ЕЁ МАССЫ

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.², Кронштадтов П.В.¹

¹*Институт Прикладной Физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

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

TYPE II SPICULES AS IMPORTANT HEATING SOURCE OF CORONA AND REPLENISHING IT WITH MATTER

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.², Kronshtadtov P.V.¹

¹*IAP RAS, Nizhny Novgorod, Russia,*

²*Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia*

Heat fluxes from hot open flux tubes into the surrounding corona as a possible source of corona heating are estimated. It has been shown that hot magnetic flux tubes (type II spicules) are more efficient source of coronal heating compared to hot magnetic loops, because the closed magnetic structure of the loop restricts substantially the heat fluxes into the corona. In order to compensate for radiation and thermal conduction losses, approximately 10^4 hot spicules are required, which is about 1% of the number of spicules simultaneously observed on the solar disk. The analysis shows that type II spicules play also an important role in filling the corona by hot plasma.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-117-122

Введение

Проблема нагрева короны является одной из нерешенных проблем физики Солнца. Излучение фотосферы не может нагреть корону до миллиона градусов, поскольку температура фотосферы ~ 6 тысяч градусов. Вместе с тем корона постоянно теряет существенную энергию из-за радиационных потерь и теплопроводности. Кроме того, масса короны частично уносится солнечным ветром, поэтому должен существовать источник её нагрева и пополнения. В этой связи необходимо отметить, что нижняя часть короны до высот порядка 10–20 тыс. км плотно заполнена магнитными петлями и открытыми магнитными трубками, ассоциируемыми со спикулами [1], внутри которых температура может достигать (2–6) МК [2]. В связи с этим существует принципиальная возможность нагрева короны потоками тепла из горячих магнитных петель и спикул II типа. Вместе с тем, как показал наш анализ [3], тепловые потоки из горячих петель существенно ограничены замкнутой структурой их магнитного поля, поэтому магнитные петли не могут дать существенного вклада в нагрев окружающей их короны. С другой стороны, идея нагрева короны и пополнения её массы спикулами, основанная на данных наблюдений и численных моделях, высказывалась в ряде работ [4, 5], однако без конкретизации механизмов нагрева спикул и эффективности энергообмена между спикулами и

внешней короной. Исследование этих механизмов является целью настоящей работы.

Нагрев короны потоками тепла из открытых магнитных трубок

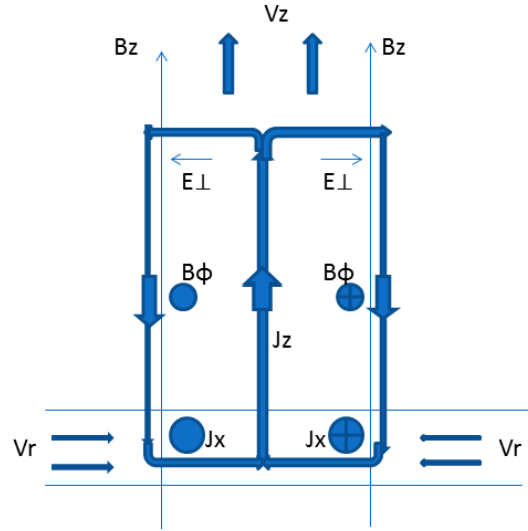
Формирования открытых магнитных трубок, с которыми ассоциируются спикеры, возможно на границах раздела супергранул, где имеются встречные конвективные потоки и вдоль границы возникает тонкий протяженный слой магнитного поля с напряженностью порядка нескольких килогаусс. Этот слой может оказаться неустойчивым относительно перестановочной неустойчивости типа неустойчивости Рэля-Тейлора. В результате слой разбивается на систему магнитных трубок с радиусом порядка толщины слоя. Практически все открытые магнитные трубки находятся на границах супергранул. Таким образом, хромосферная сетка состоит из таких трубок. Количество трубок, которые обычно ассоциируются со спикерами, составляет около миллиона, и они покрывают около 1% площади диска Солнца. Спикеры бывают двух типов. Спикеры I типа имеют температуру $\sim 10^4 K$ и не могут являться источником нагрева короны. Нагрев короны и пополнение её массы обычно связывают со спикерами II типа. В спикерах II типа происходит быстрый нагрев внутренней плазмы до температур около 2 МК и выше [2]. Эта плазма обеспечивает потоки тепла в корону вдоль открытых линий магнитного поля и инжектируется в корональное пространство со скоростями около 100–150 km/s в виде импульсов длительностью 10–150 s. Мы считаем, что причиной нагрева плазмы в спикерах являются электрические токи, генерируемые эдс, возникающей в основаниях магнитных трубок в результате взаимодействия фотосферной конвекции с магнитным полем трубок. Величина электрического тока, текущего вдоль спикеры, определяется формулой [7]

$$I = \left[\frac{|V_r| \pi r^3 c^2 n m_i (2-F) l_1 v'_{ia}}{1,5 F^2 l} \right]^{1/2} \quad (1)$$

Здесь $v'_{ia} \approx 2,25 \cdot 10^{-11} F (n + n_a) \sqrt{T}$ – эффективная частота столкновений ионов с нейтралами, n и n_a – концентрации электронов и нейтральных атомов, T – температура в хромосферных основаниях магнитной петли, $F = n_a / (n + n_a)$ – относительная концентрация нейтральных атомов в хромосферных основаниях петли, $l \approx 5 \cdot 10^7$ см – характерный масштаб хромосферы в области температурного минимума, V_r – радиальная составляющая скорости фотосферной конвекции, l_1 – протяженность эдс по высоте, r – радиус основания петли. Значения концентраций электронов и нейтралов в основании магнитной трубки, где реализуется фотосферная эдс, точно не известны. В зависимости от конкретной ситуации и модели хромосферы могут изменяться в определенных пределах. Полагая в этой области $n = 10^{11} - 10^{13}$ см⁻³, $n_a = 10^{15} - 10^{17}$ см⁻³, $T = 10^4 K$, $V_r =$

$10^4 \div 10^5 \text{ см с}^{-1}$, $r = 5 \cdot 10^6 \div 10^7 \text{ см}$, получим возможные значения электрического тока в магнитной трубке $I \approx 10^{19} - 10^{22} \text{ сгс} \approx 3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{12} \text{ А}$. В открытой магнитной трубке ток в электрической цепи замыкается через ее внешнюю поверхность (рис. 1).

Рис. 1. Схема электрической цепи: B_z и B_ϕ – радиальная и азимутальная компоненты магнитного поля, J_z – вертикальный ток в магнитной трубке, генерируемый фотосферной эдс $\mathcal{E}I = -(1/c) V_r B_\phi$, J_x – кольцевой ток в фотосферном основании магнитной трубки (ток Холла), обусловленный радиальным электрическим полем разделения заряда в потоке V_r частично ионизированной фотосферной плазмы), $E_\perp = -(1/c) V_z B_\phi$ – радиальная компонента электрического поля, генерируемая потоком плазмы со скоростью V_z из магнитной трубки и формирующая внешний поверхностный ток, замыкающий электрическую цепь.



Скорость нагрева плазмы в магнитной трубке электрическими токами с учетом классической проводимости и проводимости Каулинга можно представить в виде [7]

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

где $j_z = I/\pi r_0^2$, r_0 – радиус трубки, σ – проводимость Спитцера. Для условий хромосферы и короны первым слагаемым в (2) можно пренебречь, а относительную массу нейтралов для оптически тонкой среды можно представить в виде [7]

$$F(T) = \frac{\xi(T)}{T}, \quad (3)$$

где функция $\xi(T) \approx 0,15$ слабо зависит от температуры при $T \geq 10^6 \text{ К}$. В результате вместо (2) получим

$$q \approx 2,2 \cdot 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 r_0^6 T^{3/2}} \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (4)$$

Мощность нагрева уменьшается с увеличением температуры. При достаточно высоких температурах нагрев будет уравниваться радиационными потерями, которые аппроксимируются функцией [8]

$$q_r \approx \chi_0 n_e^2 T^{-1/2}, \quad \chi_0 = 10^{-19}, \quad (5)$$

справедливой в интервале температур $10^5 K < T \leq 2 \cdot 10^7 K$. Из условия $q \approx q_R$ следует, что ток заданной величины нагревает до корональных температур не всю спикулу, а только её верхнюю часть с концентрацией

$$n \leq 3,8 \cdot 10^2 \frac{I}{r_0^{1,5} T^{0,25}} \text{ см}^{-3}. \quad (6)$$

Например, при токах $I = 3 \cdot 10^{21}$ сгс ($10^{12} A$), $3 \cdot 10^{20}$ сгс, $3 \cdot 10^{19}$ сгс и радиусе $r_0 = 2,5 \cdot 10^7$ см спикула нагревается до температуры $T = 5 \cdot 10^6 K$ в её верхней части с концентрацией $n \leq 2 \cdot 10^{11}, 2 \cdot 10^{10}, 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, соответственно. Из этих оценок следует, что хромосферная часть спикулы прогревается до высоких температур только при достаточно больших значениях электрического тока.

Поток тепла из спикулы в корону в предположении, что основную роль играет электронная теплопроводность вдоль магнитного поля спикулы, можно оценить по формуле

$$Q_{Tsp} = \alpha_{\parallel}^e \frac{\Delta T}{\Delta z} \pi r_0^2 \approx \frac{0,9 \cdot 10^{-6} T^{\frac{7}{2}}}{\Delta z} \pi r_0^2 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (7)$$

где α_{\parallel}^e – электронная теплопроводность вдоль магнитного поля. Для $T = 5 \cdot 10^6 K$, $r_0 = 2,5 \cdot 10^7$ см и $\Delta z = 0,5 \cdot 10^9$ см получим $Q_{Tsp} \approx 10^{24}$ эрг с $^{-1}$. Поэтому для компенсации радиационных потерь и потерь на теплопроводность из короны, которые составляют $\sim 10^{28}$ эрг с $^{-1}$, требуется около 10^4 горячих спикул, что на два порядка меньше необходимого количества магнитных петель и составляет около 1% от числа спикул, одновременно наблюдающихся на солнечной поверхности.

Потоки плазмы из открытых магнитных трубок

Потоки горячей плазмы из открытых магнитных трубок в корону могут быть связаны с дополнительным нагревом оснований трубок кольцевыми электрическими токами (токами Холла), возникающими из-за взаимодействия конвективных потоков фотосферной плазмы и вертикального магнитного поля трубки [9]. Кольцевой ток существует в основании магнитной трубки только в ограниченном интервале высот $\Delta z \approx 100$ км, в котором наблюдаются сходящиеся потоки фотосферной плазмы. Нагрев основания магнитной трубки вследствие диссипации кольцевого тока приводит к скачку давления и возникновению потока плазмы из открытого конца трубки. Для оценки скорости истечения рассмотрим простейшую модель цилиндрической трубки с постоянной скоростью истечения в предположении несжимаемой жидкости и постоянной плотности ρ . Стационарность задачи обеспечивается учетом вязкости. Уравнение для скорости V_z в цилиндрической системе координат и при сделанных предположениях принимает следующий вид [10]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\rho g}{\eta}, \quad (8)$$

где $\eta = 0,96nk_B T \tau_i$ – коэффициент ионной вязкости плазмы при движении вдоль магнитного поля, g – ускорение силы тяжести, $\partial p / \partial z$ – градиент давления, возникающий при дополнительном нагреве основания магнитной трубки и приводящий к истечению плазмы вследствие нарушения барометрического равновесия. В предположении, что давление и плотность постоянны по сечению трубки, получим решение уравнения (8):

$$V_z = \frac{1}{4\eta} \left(\left| \frac{\partial p}{\partial z} \right| - \rho g \right) (2R^2 - r^2). \quad (9)$$

Основная неопределенность связана с оценкой градиента давления, который должен превышать силу тяжести. Полагая $|\partial p / \partial z| = \xi \rho g$, $T = 3 \cdot 10^6 \text{ K}$, $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $R = 6 \cdot 10^7 \text{ см}$, из (9) получаем оценку максимальной скорости истечения плазмы из магнитной трубки $V_z^{\max} \approx 25 - 100 \text{ кмс}^{-1}$, если предположить для ξ значения $\xi \approx 2 - 5$. При этом энергозатрат магнитной трубки в корону за время инжекции $\tau \sim 100 \text{ с}$ варьируется от $2 \cdot 10^{25}$ до $7 \cdot 10^{28}$ эрг в зависимости от радиуса трубки, концентрации и температуры инжектируемой плазмы. Поток массы из хромосферы $\rho V_z^{\max} \approx (5-20) \cdot 10^{-9} \text{ гсм}^{-2} \text{ с}^{-1}$ достаточен для компенсации потери вещества из короны [2]. Таким образом, наши оценки показывают, что открытые магнитные трубки с кольцевыми и продольными электрическими токами, с которыми, по всей вероятности, ассоциируются спиккулы II рода, играют важную роль в нагреве короны и её пополнении плазмой, что согласуется с выводами, основанными на наблюдениях (см., например, [5]).

Заключение

Наш анализ показывает, что основным источником энергии для нагрева корональной плазмы является фотосферная конвекция. Фотосферные потоки частично ионизированной плазмы концентрируют магнитное поле на границах супергранул до значений порядка нескольких килогаусс и, взаимодействуя с этим полем, генерируют в магнитных петлях и магнитных трубках электрические токи, величина которых для спиккул II типа достигает $10^{11} - 10^{12} \text{ А}$. Диссипация электрических токов существенно возрастает при учете неполной ионизации плазмы, т.е. при учете ионно-атомных столкновений и связанной с ними проводимости Каулинга. Это приводит к двум важным эффектам: к нагреву плазмы в открытых магнитных трубках до температуры в несколько миллионов градусов и к возникновению потоков тепла и потоков горячей плазмы из трубок в корону. Инжекция горячей плазмы из открытых магнитных трубок связана с нагревом электрическими токами фотосферных оснований трубок, возникающим при спорадическом увеличении скорости фотосферной конвекции, например, при 5-минутных колебаниях или при развитии неустойчивости Релея-Тэйлора.

В результате скорость нагрева фотосферных оснований трубок кольцевыми токами начинает превышать радиационные потери, что приводит к скачку градиента давления в магнитной трубке и возникновению инжекции. Длительность инжекции в этом случае имеет величину порядка полупериода 5-минутных колебаний или характерного времени развития неустойчивости Релея-Тэйлора (~ 100–150 с). Оценки показывают, что горячие спикеры II типа являются более эффективным источником нагрева короны по сравнению с горячими магнитными петлями, так как в последнем случае тепловые потоки в корону существенно меньше из-за замкнутого характера магнитного поля петель. Мы показали, что для компенсации радиационных потерь и потерь на теплопроводность из короны требуется приблизительно 10^4 горячих спикеров, что на два порядка меньше необходимого количества магнитных петель и составляет около 1% от количества спикеров, одновременно наблюдающихся на солнечной поверхности. Спикеры II типа, как показывает наш анализ, играют также важную роль при пополнении короны плазмой, что необходимо для компенсации массы, уносимой солнечным ветром.

Работа поддержана грантом РФФ № 20-12-00268 (раздел 2), грантами РФФИ №№ 20-02-00108 (раздел 1, 2), 19-02-00704 (разделы 1,4), 18-02-00856 (раздел 3) а также Госзаданием (темы 0035-2019-0002 и 0041-2019-0019).

Литература

1. *Peter, H., Bingert, S., Klimchuk, J.A., et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2013, 556, A104. DOI: 10.1051/0004-6361/201321826
2. *De Pontieu, B., McIntosh, S.W., Carlsson, M., et al.* // *Science*, 2011, **331**, 55. DOI: 10.1126/science.1197738
3. *Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V., Kronshtadtov, P.V.* // *Solar Phys.*, 2020.
4. *Goodman, M.L.* // *Astrophys. J.*, 2012, **757**, 188. DOI: 10.1088/0004-637X/757/2/188
5. *De Pontieu, B., De Moortel, I., Martinez-Sykora, J., McIntosh, S.W.* // *Astrophys. J.*, 2017, **845**, L18. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa9272>
6. *Zaitsev, V.V., Kronshtadtov, P.V.* // *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2016, **59**, 169. DOI: 10.1007/s11141-016-9687-5
7. *Степанов А.В., Зайцев В.В.* Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. – М.: Физматлит, 2018.
8. *Прист, Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир, 1985.
9. *Sen, H.K., White, M.L.* // *Solar Phys.*, 1972, **23**, 146. DOI: 10.1007/BF00153898
10. *Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М.* Гидродинамика. – М.: Физматлит, 1988.

ОЦЕНКА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ КОРОНАЛЬНЫХ ЯРКИХ ТОЧЕК В РАМКАХ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ

Ибрагимов И.А., Миненко Е.П.

Астрономический институт им. Мирзо Улугбека АН РУз., Ташкент, Узбекистан

ESTIMATION OF THE MAIN PARAMETERS OF THE CORONAL BRIGHT POINTS WITHIN THE MODEL OF INTERACTION OF INDUCED CURRENT SYSTEMS

Ibragimov I.A., Minenko E.P.

Ulugh Bek Astronomy Institute (UBAI), Tashkent, Uzbekistan

Within the proposed phenomenological model of the formation of coronal bright points (CBPs), as the results of the interaction of current systems in the solar corona, numerical estimates of the main parameters of the CBPs are carried out. The considered model is fundamentally different from the standard concept of magnetic reconnection. The source of coronal current systems (CCS) are small-scale magnetic structures, that emerge from under the photosphere through the transition layer into a corona with ionized plasma. In particular, the model of CCS, in the first approximation, gives rather good agreement with the observed parameters and characteristics of CBPs, such as size, energy release, lifetime, spectrum and level of generated radio emission. The possibility of local heating of coronal plasma, generation of X-ray and radio radiation in the region of interaction of the CCS due to the development of plasma and MHD instabilities is shown.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-123-126

Источником энергии и регулятором для всех активных процессов в солнечной атмосфере (солнечных вспышек, корональных ярких точек, спреев, спикул, корональных выбросов и т.д.) являются магнитные поля. Диссипация энергии магнитного поля в другие виды происходит в местах локализации электрического тока, и подобные области энерговыделения должны иметь повышенную плотность тока. Основой для так называемых токовых моделей является то, что в этих областях возникают различные плазменные конфигурации с сильным электрическим током.

Рассмотрим кратко физику процесса взаимодействия корональных токовых систем (КТС) как возможного механизма образования КЯТ. В рамках полуэмпирической AL-модели атмосферы Солнца Авретта-Лоезера [1] примем, что корона находится в состоянии гидростатического равновесия. Возникающие в короне токовые системы создаются всплывающими мелкомасштабными магнитными неоднородностями, постоянно и во множестве наблюдаемыми в фотосфере Солнца. Это является следствием второго уравнения Максвелла – изменяющееся локальное магнитное поле в атмосфере Солнца порождает вихревое электрическое поле:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -1/c \partial \mathbf{B} / \partial t. \quad (1)$$

Индукцируемое вихревое (замкнутое) поле \mathbf{E} приводит к появлению электрического тока в контуре, огибающем область измененного магнитного поля. Полная энергия магнитного поля W_B в объеме, охватываемом контуром, равно энергии электрического тока в контуре:

$$W_B = LI^2/2, \quad (2)$$

где L – индуктивность контура, I – ток. Контур (замкнутая трубка с продольным и спиральным током и полем) может иметь сложную трехмерную форму, но для простоты в первом приближении его можно считать кольцом и рассматривать в 2D геометрии как плоскую катушку с током, а образуемое им магнитное поле – дипольным. Образование и устойчивость подобных замкнутых токовых структур в виде колец (или торов) подробно рассмотрена в работе [2]. Для количественных оценок выберем средние наблюдаемые значения размеров и индукции локальных магнитных неоднородностей и параметров нижней короны: размер $5''$ (3500 км), что соответствует длине контура $l_k \approx 10^9$ см, $B \approx 10$ Гс, $n_e \approx 10^8$ см⁻³ – концентрация электронов, равная концентрации протонов, поскольку солнечная плазма на 90% состоит из водорода и в короне практически полностью ионизована. Температура фоновой (окружающей токовый контур) плазмы $T \approx 10^6$ К приблизительно одинакова для электронной и ионной компонентов. Важным условием для нашей модели является то обстоятельство, что плотность плазмы в короне мала, её газокинетическое давление $2nkT$ (k – постоянная Больцмана, коэффициент 2 учитывает давление электронов и ионов) много меньше магнитного $B^2/8\pi$, поэтому, несмотря на то, что плазма диамагнетик, при движении КТС поле изменяется незначительно и остается дипольным. Размер сечения трубки или слоя, по которому протекает индуцируемый ток в контуре, можно оценить, как: $d_k \approx l_k / \pi \times (16\pi nkT/B^2) \approx 2,5 \times 10^6$ см. Принципиальным моментом является то, что при всплытии кольцевой или тороидальной токовой структуры в корону за счет конвекции резко изменяются основные параметры фоновой плазмы: уменьшается плотность и давление, возрастает температура с 6000К до 10^6 К, плазма становится полностью ионизованной. Во-первых, это приводит к прекращению всплытия на уровне нижней короны, а во-вторых, высота сечения токового слоя (высота h условной катушки с током) уменьшается вследствие резкого увеличения проводимости плазмы от значения $\sigma_\phi \approx 10^{13}$ сек⁻¹ в фотосфере, до $\sigma_k \approx 7 \times 10^{15}$ сек⁻¹ в нижней короне. Площадь сечения слоя с током уменьшается обратно пропорционально проводимости, а линейные размеры, в частности, высота – обратно пропорционально квадратному корню: $h_k \approx h_\phi \times (\sigma_\phi / \sigma_k)^{1/2}$, где индексы « ϕ » и « k » указывают на значения соответствующих величин в фотосфере и короне. Подставляя характерные размеры $h_\phi \approx 3 \times 10^8$ см и вышеприведенные значения проводимости, получаем $h_k \approx 4 \times 10^6$ см, что по порядку величины

совпадает с оценкой сечения токового слоя $d_k \approx 2,5 \times 10^6$ см. Следовательно, контур тока можно рассматривать как плоскую катушку с током. Более того, всплывающие контуры (КТС) будут локализованы на уровне нижней короны и могут перемещаться вместе с образующими их магнитными неоднородностями в горизонтальном направлении за счет крупномасштабной турбулентности, вызванной конвекцией. Деформация их формы при горизонтальном движении незначительна из-за малого газокINETического давления плазмы, следовательно, ток в КТС и магнитный поток меняются достаточно медленно. Это соответствует наблюдательному факту: среднее время существования мелкомасштабных магнитных полей в солнечной атмосфере составляет несколько суток. Время затухания тока в контуре с индуктивностью L за счет потерь на сопротивление R можно оценить, разделив полную энергию тока на мощность джоулевых потерь: $t = (LI^2/2)/RI^2 = L/2R$. Для вышеприведенных размеров активных образований: длины контура $l_k \sim 10^9$ см и проводимости плазмы в нижней короне $\sigma \sim 7 \times 10^{15}$ сек⁻¹ сопротивление R составит порядка 10^{-9} Ом, индуктивность $L \approx 10^3$ Гн, а время затухания тока $t \sim 5 \times 10^{11}$ секунд (свыше 15 тысяч лет!). Из этого можно сделать вывод, что за диссипацию тока ответственны другие механизмы, чем просто джоулевы потери. Величина тока I , оцениваемая по формуле (2), для выбранных параметров составит 5×10^8 А, что отвечает полной энергии тока или магнитного поля: $W_B \approx 10^{20}$ Дж = 10^{27} эрг. Данная величина согласуется со средней энергией единичной КЯТ $\sim 5 \times 10^{19}$ Дж = 5×10^{26} эрг [3].

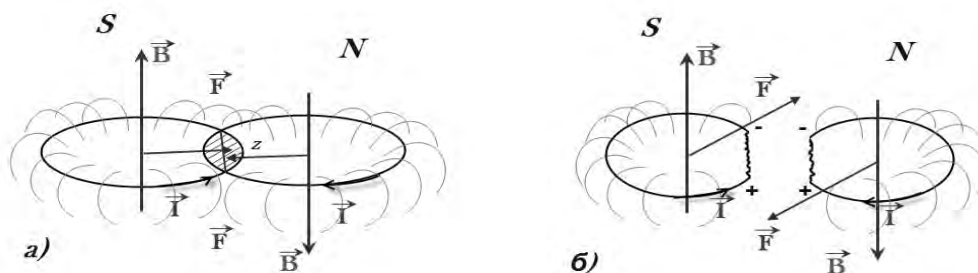


Рис. 1. Сближение и взаимодействие двух КТС.

Два КТС могут сблизиться и начать взаимодействовать при любой ориентации. Сила этого взаимодействия достаточно мала для большей части КТС, кроме близко расположенных участков. Притягиваются параллельные токи контуров, деформируя их форму в области взаимодействия в виде хорды, или в объемном представлении – в виде **ТОКОВОГО СЛОЯ** (рис. 1а).

Ранее непосредственно КТС находилась в состоянии квазистабильного гидродинамического равновесия плазмы и протекающего в ней тока. Теперь ток в области взаимодействия суммируется и увеличивается, возникает z-пинч, и токовый слой стягивается собственным магнитным по-

лем. Сечение слоя уменьшается, плотность тока и скорость электронов тока (а также протонов в противоположную сторону) возрастают. Для данного процесса важными являются следующие экспериментально наблюдаемые результаты:

1). При скорости токовых электронов больше тепловой развиваются пучковая, тиринг и другие виды МГД-неустойчивостей, приводящие к появлению двойных токовых слоев, дроблению токового слоя на отдельные волокна и сгустки, раскачке ленгмюровской и ионно-звуковой плазменной турбулентности и, как следствие, появлению аномального сопротивления.

2). Температура этой области возрастает за счет нагрева током окружающей плазмы, что приводит к увеличению интенсивности теплового излучения в рентгеновской и УФО областях спектра, а также в линиях тяжелых элементов (железа, кальция и т.д.) за счет увеличения степени их ионизации и возбуждения более глубоких уровней.

3). Ленгмюровская турбулентность приводит к генерации радиоизлучения с характерными частотами около собственной (и удвоенной) плазменной частоты $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$. Для нижней короны $\omega_{pe} = 5,65 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, что соответствует метровому диапазону электромагнитного спектра и хорошо согласуется с наблюдательными данными по радиоизлучению КЯТ.

4). Разрывы токов в контурах зарастают за счет ЭДС индукции. Далее процесс взаимодействия КТС повторяется, и это может качественно объяснить квазипериодичность многих КЯТ. В зависимости от ориентации и направления движения КТС может выделиться значительная часть их энергии, до 10^{27} эрг, что согласуется с энерговыделением в типичных КЯТ.

5). Длительность общего времени взаимодействия КТС зависит от геометрии процесса и, по порядку величины, равно размеру КТС, деленному на скорость относительного движения, что дает оценку от 2 часов до двух суток, что соответствует времени жизни большинства КЯТ.

Подчеркнём, что, в отличие от концепции пересоединения потенциальных магнитных полей, в предложенной модели КЯТ взаимодействуют индуцированные токи, источниками которых являются наблюдаемые на Солнце всплывающие мелкомасштабные магнитные неоднородности.

Литература

1. *Avrett E.H., R. Loeser // Astrophys. J. Suppl. Ser., 2008, 175, 229.*
2. *Соловьев А.А., Е.А. Куричек // Письма в АЖ, 2015, том 41, № 5, с. 234–247.*
3. *Karachik N.V., E.P. Minenko, I. Sattarov, A.A. Pevtsov // Astronomische Nachrichten 2014, 10, 1037.*

О ДВУХ СВЯЗЯХ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Иванов В.Г.

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

ON TWO LINKS BETWEEN PARAMETERS OF 11-YEAR CYCLE OF SOLAR ACTIVITY

Ivanov V.G.

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

There are two links between parameters of the 11-year cycle of solar activity: the first one relates the amplitude of the given cycle to the length of its ascending phase (“the Waldmeier rule”, WR), the second one relate it to the full length of the previous cycle (“the length-amplitude rule”, LAR). We show that WR and LAR are independent. We also demonstrate that combination of rules can be used to make estimates of parameters of 11-year cycles in sunspot number series.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-127-130

11-летняя цикличность солнечной активности обладает особенностями, говорящими о нелинейном характере квазиколебательных процессов, лежащих в её основе. Так, форма 11-летнего цикла зависит от его мощности, что выражается известным «правилом Вальдмайера» (ПВ) [1]: длина восходящей фазы цикла уменьшается с ростом его амплитуды. Другое проявление нелинейности — связь длины и амплитуды циклов. На такую связь указывали многие авторы [2–8]. В частности, есть антикорреляция между длиной данного цикла и амплитудой следующего [5, 7, 8]. Общепринятого наименования эта связь не имеет, и мы будем называть её «правилом длина-амплитуда» (ПДА).

В этой работе мы продемонстрируем, что ПВ и ПДА являются независимыми. Мы также покажем, как эти правила могут быть использованы для получения независимых оценок параметров циклов в рядах пятенных индексов.

Мы будем использовать сглаженный среднемесячный рекалиброванный ряд чисел Вольфа SN (ver.2.0) за 1749–2019 годы [9]. Как показано, например, в [10], для сглаживания правильнее использовать гауссовы фильтры, которые, по сравнению с традиционным 13-месячным сглаживанием, эффективнее удаляют из сигнала высокочастотные вариации. Введём обозначения: $t_{\min}(k)$ — минимум цикла k , $t_{\max}(k)$ — его максимум, $SN_{\max}(k)$ — значение индекса в максимуме (амплитуда), $T_a(k) = t_{\max}(k) - t_{\min}(k)$ — длина восходящей фазы цикла, $T(k) = t_{\min}(k+1) - t_{\min}(k)$ — его полная длина, $k = 1, \dots, N$, $N = 24$. Силу ПВ можно охарактеризовать корреляцией $r_{ПВ}$ между $T_a(k)$ и $SN_{\max}(k)$, а ПДА — $r_{ПДА}$ между $T(k-1)$ и $SN_{\max}(k)$.

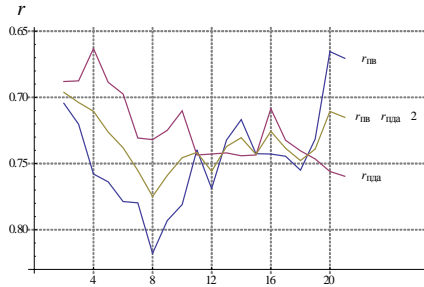


Рис. 1. Зависимости $r_{ПВ}$ и $r_{ПДА}$ от полуширины фильтра σ (в месяцах).

Для определения оптимальной полуширины фильтра σ вычислим зависимость $r_{ПВ}$ и $r_{ПДА}$ от σ . Из рис. 1 видно, что $r_{ПВ}$ и $(r_{ПВ} + r_{ПДА})/2$ достигают минимума при $\sigma = 8$ месяцев, а $r_{ПДА}$ слабо зависит от σ вблизи этого значения, поэтому ниже мы будем сглаживать SN фильтром с $\sigma = 8$.

На рис. 2 изображены связи ПВ и ПДА для сглаженных SN, а также соответствующие линейные регрессии

$$SN_{\max,ПВ}(k) = 365.1 - 43.86 T_a(k) \quad (r_{ПВ} = -0.82) \quad (1)$$

и

$$SN_{\max,ПДА}(k) = 538.8 - 33.76 T(k-1) \quad (r_{ПДА} = -0.73). \quad (2)$$

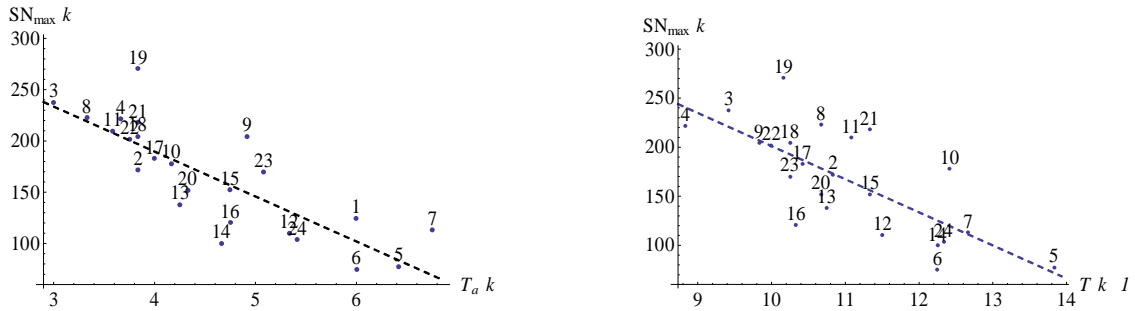


Рис. 2. Слева: диаграмма $T_a(k) - SN_{\max}(k)$ для ПВ; Справа: диаграмма $T(k-1) - SN_{\max}(k)$ для ПДА. Число у точки соответствует номеру цикла k , пунктирами показаны линейные регрессии.

Важен вопрос о том, являются ли связи ПВ и ПДА независимыми. Камерон и Шюслер [11] предположили, что ПДА может быть чисто геометрическим следствием ПВ: с учётом наложения циклов $k-1$ и k при увеличении (уменьшении) амплитуды цикла k его минимум сдвигается влево (вправо), что, по их мнению, и может вести к ПДА (см. рис. 10 в [11]). В дальнейшем, ссылаясь на [11], о том же писали и другие авторы (например, [12]). Для доказательства своего утверждения авторы [11] сгенерировали серию искусственных рядов с циклами заданного профиля, одинаковой длины (10.75 года) и переменной амплитуды и показали, что если для профиля выполняется ПВ, то в рядах воспроизводится и ПДА. Однако длины реальных циклов меняются, что важно для обсуждаемого эффекта. Покажем это, создав аппроксимирующий ряд SN^* , в котором каждый 11-летний цикл ряда SN приближен формулой [8]

$$f(a, b, c, t_0; t) = \frac{a(t - t_0)^3}{e^{(t-t_0)^2/b^2} - c}, \quad (3)$$

где t — время, $c = 0.8$ для всех циклов, а t_0 , a , b подбираются для каждого цикла при помощи МНК. Минимумы полученного ряда SN^* близки к t_0 , но не совпадают с ними, что объясняется эффектом перекрытия. Для ряда SN^* ПДА также выполняется ($r_{ПДА} = -0.67$). Далее создадим вспомога-

ный ряд SN^{**} , заменив каждый из циклов ряда SN^* на «средний» цикл, описываемый той же формулой (3) с параметрами a и b , равными средним от этих параметров по всем циклам: $\bar{a} = 303.4$ и $\bar{b} = 4.525$ года. В ряде SN^{**} формы всех циклов одинаковы, поэтому, если бы ПДА объяснялась только влиянием этой формы на положение минимумов, то корреляция между длиной цикла в ряде SN^{**} и амплитудой следующего цикла в ряде SN^* практически исчезла бы. Однако коэффициент этой корреляции равен -0.66 , что незначительно меньше, чем в SN^* . Корреляция между сдвигами минимумов в SN^{**} и амплитудами SN^* действительно есть, однако этот сдвиг в среднем равен 0.13 года (Рис. 3), что, на фоне среднеквадратичного разброса T в ряде SN (1.2 года), почти не влияет на $r_{ПДА}$. Таким образом, рассуждение, проведённое в [11], неверно, и ПДА не является геометрическим следствием ПВ.

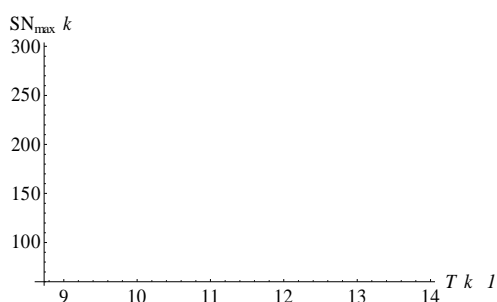


Рис. 3. Диаграмма $T(k-1) - SN_{\max}(k)$ для ряда SN_1 (полные кружки) и то же для $T(k-1)$, полученных по ряду SN_2 (пустые кружки).

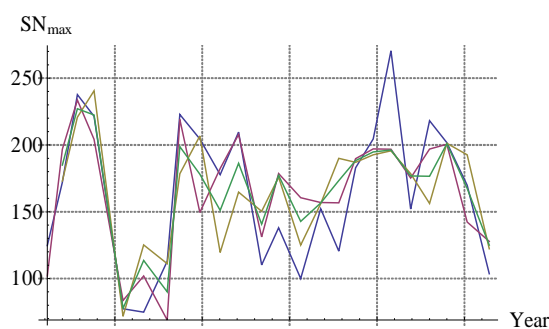


Рис. 4. Максимумы циклов активности SN_{\max} (кружки) и их оценки $SN_{\max,ПВ}$ (треугольники) и $SN_{\max,ПДА}$ (квадраты).

Итак, ПВ и ПДА — независимые связи между амплитудой цикла и длинами его фаз. Так как моменты экстремумов циклов и их амплитуды могут быть известны с разной точностью, эти правила могут содержать дополнительную информация о параметрах циклов в рядах пятенных индексов.

Так, в исторических реконструкциях пятенного индекса экстремумы обычно известны надёжнее, чем уровни активности, и первые могут быть использованы для независимой оценки последних. На Рис. 4 изображены две оценки амплитуды циклов, сделанные с помощью соотношений (1) и (2). Видна разница между качеством оценки примерно до середины XIX века и после этого времени: в первую эпоху оценки ближе как друг к другу, так и к наблюдаемым максимумам. Причина такого различия между эпохами не вполне понятна.

С другой стороны, в современную эпоху в рядах пятенных индексов параметры максимумов обычно определяются точнее, чем моменты минимумов. Есть мнение [13], что, так как вблизи минимумов пятна редки или отсутствуют, реальная точность определения минимумов не выше трёх месяцев. Например, в минимуме цикла 6 пятна отсутствовали 21 месяц подряд: с ноября 1809 по июнь 1811 года. В таких случаях ПВ и ПДА дают возможность сделать независимую оценку момента минимума t_{\min} , осно-

ванную на хорошо определяемых параметрах t_{\max} и SN_{\max} . Зафиксируем их, а t_{\min} будем считать свободными параметрами, определяющими значения T_a , T и, с помощью (1) и (2), $SN_{\max,ПВ}$ и $SN_{\max,ПДА}$. Определим функцию F как сумму квадратов отклонений всех оценок от их реальных значений:

$$F(t_{\min}(1), \dots, t_{\min}(N)) = (SN_{\max,ПВ}(1) - SN_{\max}(1))^2 + \sum_{k=2}^N [(SN_{\max,ПВ}(k) - SN_{\max}(k))^2 + (SN_{\max,ПДА}(k) - SN_{\max}(k))^2].$$

Значение F для реальных t_{\min} равно 52480, а минимума $F^* = 31750$ она достигает при смещённых $(t_{\min})^* = t_{\min} + \Delta$ (Таблица 1), где смещение Δ в среднем равно 0.5 года. Сила правил для $(t_{\min})^*$ усиливается с -0.82 до -0.88 для ПВ и с -0.73 до -0.88 для ПДА. Значения $(t_{\min})^*$ можно рассматривать как оценки для t_{\min} , полученные без использования информации о количестве пятен в минимуме. Так, для упомянутого выше «проблемного» 6-го цикла оценка смещена на 0.3 года. Интересно также отметить, что из семи самых сильных отклонений с $|\Delta| > 0.5$ года (они выделены в Таблице 1), пять идут подряд (циклы 11–15), что может говорить о систематических погрешностях определения формы цикла в эту эпоху.

Таблица 1.

| k | t_{\min} | $(t_{\min})^*$ | Δ | k | t_{\min} | $(t_{\min})^*$ | Δ | k | t_{\min} | $(t_{\min})^*$ | Δ |
|----------|---------------|----------------|-------------|-----------|---------------|----------------|-------------|-----------|---------------|----------------|-------------|
| 1 | 1755.4 | 1755.6 | +0.3 | 9 | 1843.7 | 1844.8 | +1.1 | 17 | 1933.8 | 1934.0 | +0.3 |
| 2 | 1766.2 | 1766.1 | -0.1 | 10 | 1856.1 | 1856.0 | -0.1 | 18 | 1944.0 | 1944.8 | +0.7 |
| 3 | 1775.6 | 1775.4 | -0.2 | 11 | 1867.2 | 1866.3 | -0.9 | 19 | 1954.2 | 1954.5 | +0.3 |
| 4 | 1784.5 | 1784.7 | +0.2 | 12 | 1878.7 | 1878.1 | -0.6 | 20 | 1964.9 | 1965.4 | +0.5 |
| 5 | 1798.3 | 1797.9 | -0.4 | 13 | 1889.5 | 1888.7 | -0.7 | 21 | 1976.2 | 1976.0 | -0.2 |
| 6 | 1810.5 | 1810.8 | +0.3 | 14 | 1901.7 | 1900.8 | -0.9 | 22 | 1986.2 | 1986.1 | -0.1 |
| 7 | 1823.2 | 1824.1 | +0.9 | 15 | 1913.0 | 1912.2 | -0.8 | 23 | 1996.4 | 1996.7 | +0.3 |
| 8 | 1833.9 | 1834.1 | +0.2 | 16 | 1923.4 | 1923.4 | +0.0 | 24 | 2008.8 | 2008.8 | +0.0 |

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 19-02-00088 и Госзадания.

Литература

1. Waldmeier M. // Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich, 1935, v. 14, pp. 105–136.
2. Dicke R.H. // Nature, 1978, v. 276, pp. 676–680.
3. Friis-Christensen E., Lassen K. // Science, 1991, v. 254, pp. 698–700.
4. Hoynig P. // Astron. Astrophys., 1993, v. 272, pp. 321–339.
5. Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J. // Solar Phys., 1994, v. 151, pp. 177–190.
6. Nagovitsyn Yu.A. // Astronomy Letters, 1997, v. 23, pp. 742–748.
7. Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M. // Astron. Astrophys., 2002, v. 396, pp. 1029–1035.
8. Hathaway D.H. // Living Rev. Solar Phys., 2015, v. 12, pp. 4–87.
9. Clette F, Svalgaard L, Vaquero J.M., Cliver E.W. // Space. Sci. Rev., 2014, v. 186, pp. 35–103; <http://www.sidc.be/silso/datafiles>
10. Hathaway D. H., Wilson, R. M., Reichmann, E. J. // J. Geophys. Res., 1999, v. 104(A10), pp. 22,375–22,388.
11. Cameron R., Schüssler M. // Astrophysical Journal, 2007, v. 659, pp. 801–811.
12. Petroway K. // Living Reviews In Solar Physics, 2020, v. 17:2.
13. Витинский Ю.И., Ихсанов П.Н. // Солнечные данные, 1960, № 1, сс. 71–73.

О ТЕКУЩЕМ МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

ABOUT CURRENT SOLAR ACTIVITY MINIMUM

Kalinin A.A., Kalinina N.D.

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

We have constructed the dependence of asymmetry of sunspot activity upon the number of 11-year cycle for the 1610–2019 years period. This dependence shows the abrupt sunspot fall during two last cycles of solar activity. Presumably this fall appears to be a precursor of a deep minimum.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-131-134

Для второй половины 20 века характерен высокий уровень солнечной активности. Но на протяжении 400 лет документированных наблюдений (смотри обзоры [1, 2]) существовали длительные глубокие минимумы. Самый значительный из них - Минимум Маундера (1645–1715 гг.). В статье [3] минимум Маундера соответствует отрицательным значениям асимметрии А циклов солнечной активности

$$A=(U-T)/(U+T),$$

где U – длительность фазы спада от максимума до минимума, T – длительность фазы подъема от минимума до максимума для каждого конкретного 11-летнего цикла солнечной активности. В [3] приводится график зависимости A(N), где N – номер цикла, построенный по усредненным данным, причем способ усреднения связан, по-видимому, с тем, что предполагалось влияние векового цикла (цикла Глайссберга), а само усреднение связано с ненадежностью дат минимумов и максимумов ряда для чисел Вольфа. Соответствующую зависимость, построенную по данным табл. 2 [3], можно видеть на рис. 1. Возможность нового минимума типа Маундеровского в цитируемой работе для ближайшего времени отрицается, а природу такого глубокого минимума предлагается искать в наложении долгопериодических циклов.

В настоящее время теоретическая интерпретация свойств асимметрии основывается на теории динамо. Разница длительности восходящей и нисходящей ветвей чисел Вольфа объясняется нелинейными и стохастическими членами в теории (см. например [5–7]).

В нашем сообщении мы считаем, опираясь на данные [3], стремление численного значения асимметрии в отрицательную область эмпирически установленным признаком глубокого минимума. Построим соответствующую

щие зависимости на основе новых данных. Мы взяли ряд [4]. Это предварительная версия, переходная к версии, основанной на пересмотренном ряде чисел Вольфа Brussel 2. Окончание 24 цикла мы приняли состоявшимся в декабре 2019 г.

Если следовать подходу Глайссберга и др., то ряд нужно сгладить по методу [3]. Тогда получается график рис. 2. При усреднении по Глайссбергу графики рис. 1 и 2 не отличаются до 10 цикла, затем пересмотренный ряд показывает дополнительный максимум в 12 цикле и существенно менее глубокий минимум в 15 цикле. Видны минимум Маундера и минимум

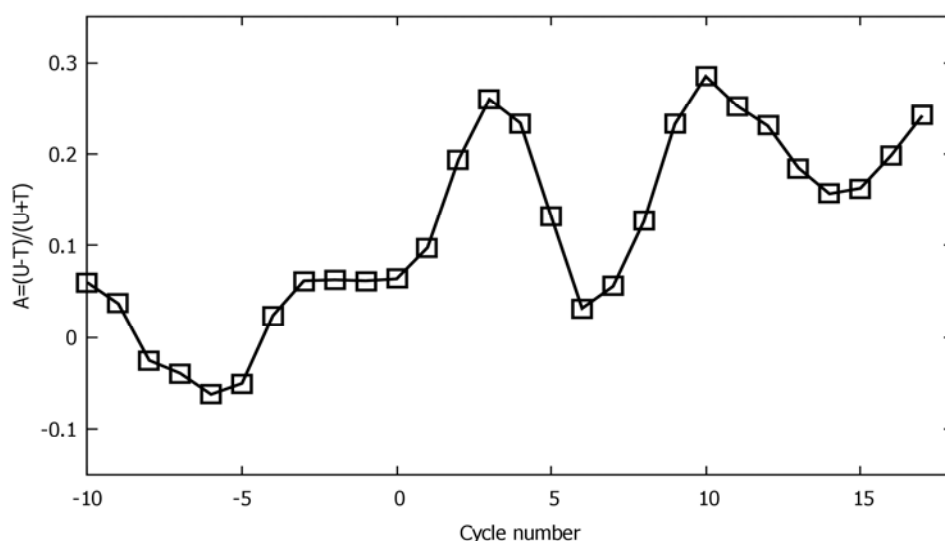


Рис. 1. Асимметрия "А" 11-летнего цикла солнечной активности (ордината), номер цикла (абсцисса). Перестроенный заново рис. 1 работы [3]. Как и в оригинальной статье, показаны результаты "векового" сглаживания, т.е. вычисляются средние значения четырех последовательных значений, из которых затем усредняются соседние.

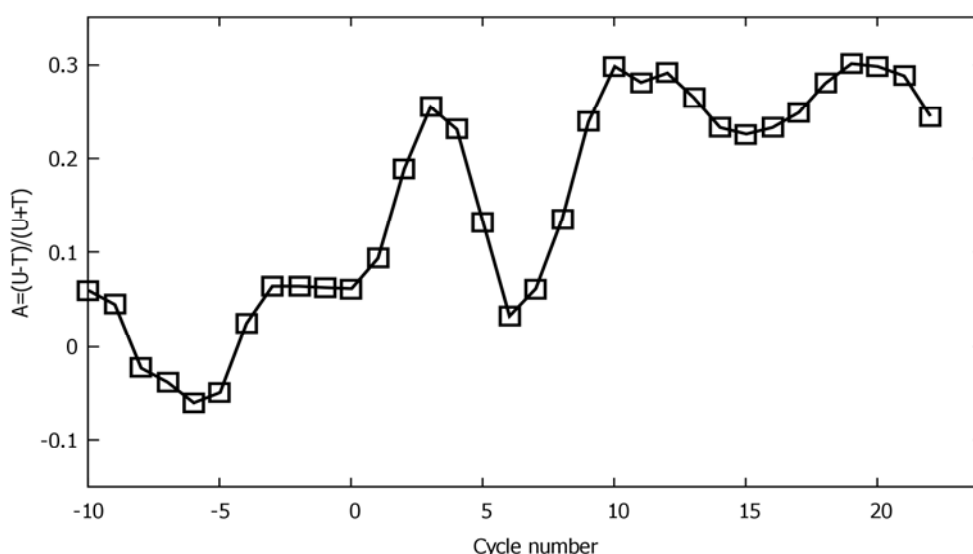


Рис. 2. Усредненный по Глайссбергу ряд асимметрии циклов для пересмотренных чисел Вольфа.

Дальтона. Значения асимметрии для циклов 21–24 (рис. 2) расположены выше 0.2 и не дают явных указаний на возможный экстремум.

Если вспомнить теперь, что пересмотренный ряд более точен, а также отвлечься от того, что усреднение по Глайссбергу связано с представлением о вековом цикле, то интересно посмотреть на несглаженные значения асимметрии. Такие показаны на рис. 3 и 4 (по оси абсцисс номера циклов и годы соответственно).

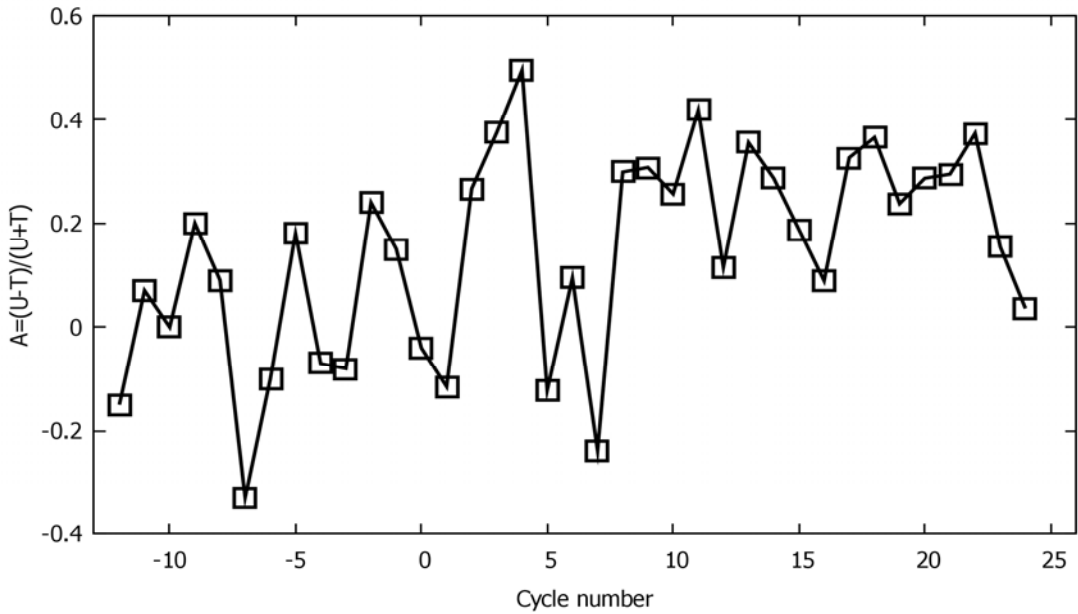


Рис. 3. Зависимость асимметрии от номера цикла для пересмотренного ряда чисел Вольфа.

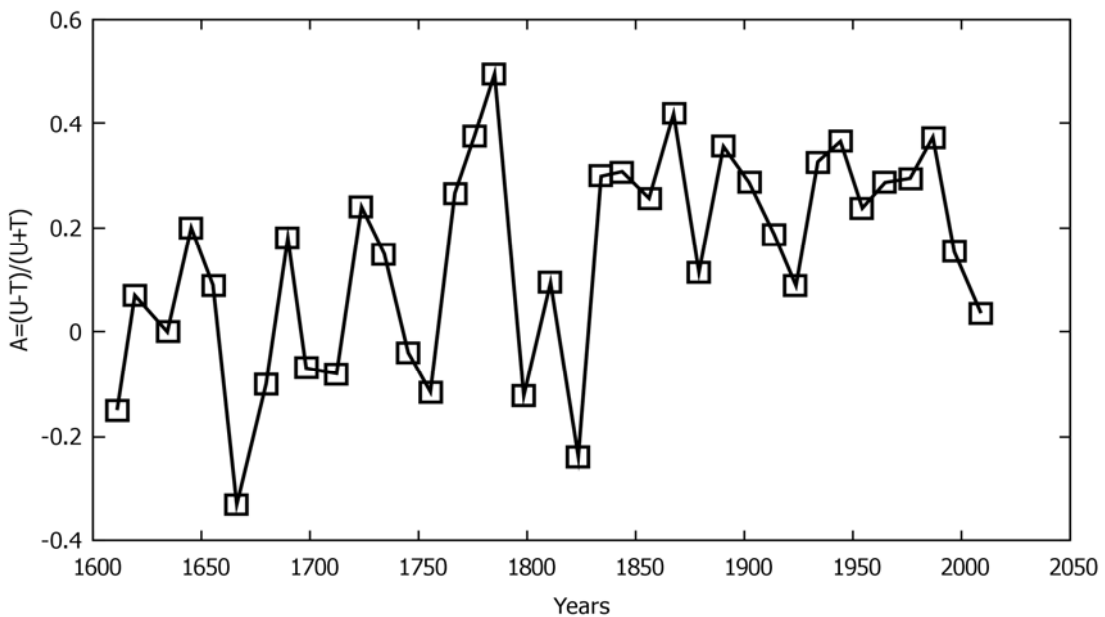


Рис. 4. Асимметрия А циклов солнечной активности пересмотренного ряда чисел Вольфа.

Из анализа полученной зависимости можно заключить: 1) асимметрия для минимума Дальтона принимает отрицательные значения; 2) значение асимметрии в 24-ом цикле наименьшее со времени минимума Дальтона, и асимметрия имеет тенденцию попасть в область отрицательных значений в следующем цикле. Таким образом, текущая солнечная активность близка по параметрам к минимуму Дальтона, а в дальнейшем, возможно, и минимуму Маундера. Во всяком случае, такая тенденция существует. Возможна смена Большого Максимума 20 столетия на Большой Минимум 21 века, что, по-видимому, случилось и раньше. Такой вывод содержится в заметке [8], сделанной в 2006 году. Пока реальность этот вывод подтверждает.

Работа выполнена при финансовой поддержке государства в лице Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0030.

Литература

1. Обридко В.Н., Наговицын Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – СПб, ВВМ, 2017.
2. Usoskin I.G. A history of solar activity over millenia // Living Rev. Solar Phys., 2017, v. 14, 3, p. 3-97.
3. Gleissberg W. and Damboldt T. Reflections on the Maunder Minimum of sunspots // JBAA, 1979, v. 89, pp. 440-449.
4. https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-indices/sunspot-numbers/cycle-data/table_cycle-dates_maximum-minimum.txt
5. Kleorin Y., Safiullin N., Kleorin N. et al. The dynamics of Wolf numbers based on non-linear dynamos with magnetic helicity: comparison with observations // Monthly Not. of RAS, 2016, v. 460, pp. 3960-3967.
6. Safiullin N., Kleorin N., Porshnev S. et al. Nonlinear mean-field dynamo and prediction of solar activity // Journal of Plasma Physics, 2018, v. 84, Is. 3, article id. 735840306, 16 pp.
7. Kitchatinov L.L. and Nepomnyashchikh A.A. Solar cycle asymmetry as a consequence of fluctuations in dynamo parameters // Astron. Letters, 2018, v. 44, No 10, pp. 645-651.
8. Tobias, S., Hughes, D. & Weiss, N. Unpredictable Sun leaves researchers in the dark // Nature, 2006, **442**, 26.

**55 ЛЕТ НАБЛЮДЕНИЙ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ПРОГРАММЕ СЛУЖБА СОЛНЦА
В КОУРОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ**

**Калинин А.А., Лямова Г.В., Никифорова Т.П., Соболев А.М.,
Шагабутдинов А.И., Калинина Н.Д.**

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

**55 YEARS OF SUNSPOTS STRONG MAGNETIC FIELDS
OBSERVATIONS ACCORDING TO THE SUN SERVICE PROGRAM IN
KOUROVSKAYA OBSERVATORY**

**Kalinin A.A., Lyamova G.V., Nikiforova T.P., Sobolev A.M.,
Shagabutdinov A.I., Kalinina N.D.**

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Sun Service program magnetic field observations are held in Kourovskaya observatory from 1965. For measurements the FeI 630.25 nm line is used. On the solar telescope ACU-5 at the ASP-20 spectrograph slit a quarter-wave plate with cut off filter is placed. In focal plane the Wollaston prism and thread micrometer are installed. Thread micrometer is calibrated by nearby oxygen atmosphere lines. Spacing between centers of gravity of right- and left-handed polarized spectral line components in the point of maximum spot field strength is measured. Great assistance in organization of observations was made by GAO AS USSR (V.A. Krat, G.F. Vyalshin), CrAO (N.N. Stepanyan), ISTP (V.I. Skomorovskii, V.M. Grogoriev). In different years F.G. Rozhavskii, Z.N. Shukstova, P.E. Zakharova, A.S. Kuznetsov, L.N. Kuznetsov, L.M. Selezneva, A.K. Kirillov had contributed. Till 2017 Kourovskaya observatory data are posted in GAO RAS Solar data for solar spot magnetic fields. Comparing of previous sun service data of three observatories (Crimea, Kiev, Ural) with Mount Wilson observatory shows satisfactory agreement. So Crimea, Kiev and Ural data can add each other while filling lacunae in solar spot magnetic field observations. The work on website and database creation is going on now. For strong magnetic fields more reliable are CrAO and UrAO data, for small – data of Kiev and Mount Wilson.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-135-138

В последние пятьдесят лет резко возрос интерес к историческим рядам данных, характеризующих солнечную активность на больших временных отрезках. В основном это связано с необходимостью предсказания космической погоды в Солнечной системе и поведения климата на планете Земля. Одним из источников таких рядов являются данные, полученные ранее и получаемые в настоящее время в рамках международной службы Солнца.

В книгах [1, 2] изложены, в частности, основные требования к такой службе и подытожены некоторые результаты.

С 1965 года в Коуровской астрономической обсерватории Уральского Федерального Университета (ранее – Уральский Государственный Уни-

верситет) проводятся наблюдения магнитных полей по программе Служба Солнца. Для измерений используется линия FeI 630.25 нм. На солнечном телескопе АЦУ-5 перед щелью спектрографа АСП-20 устанавливается четвертьволновая пластинка с обрезавшим фильтром, в фокальной плоскости спектрографа призма Волластона и нитяной микрометр, отсчеты которого калибруются по близлежащим атмосферным линиям кислорода. Измеряется расстояние между центрами тяжести право- и левополяризованных компонент спектральной линии в пятне в точке максимальной напряженности поля. Схема измерений отражена на рис. 1.

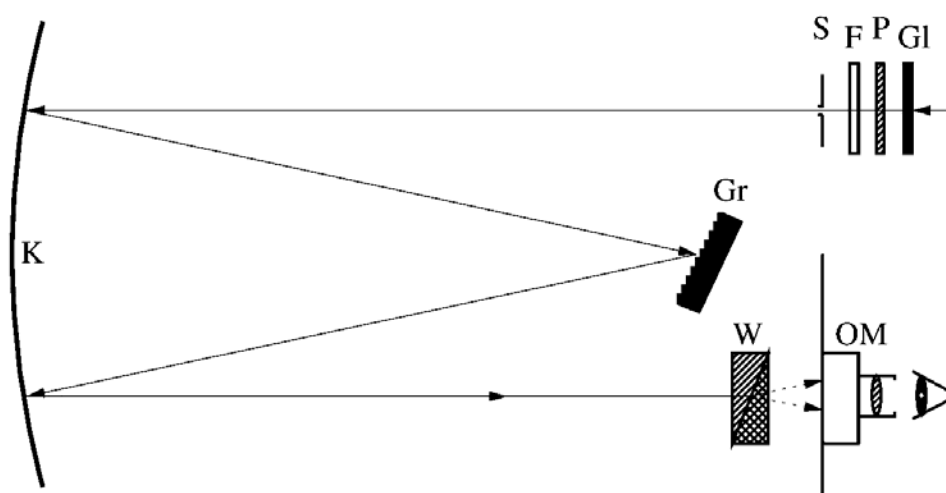


Рис. 1. Схема измерений магнитных полей солнечных пятен на АО УрФУ. Обозначения: G1 – защитное стекло; P – поляризационная пластинка $\lambda/4$ на длину волны 630 нм; F – фильтр ЖС-17 для разделения порядков решетки; S – входная щель спектрографа; К – камерное и коллиматорное зеркало; Gr – дифракционная решетка; W – призма Волластона; OM – окулярный микрометр.

В организации наблюдений на первоначальном этапе большую помощь оказали Главная Астрономическая Обсерватория АН СССР (Г.Ф. Вяльшин, В.А. Крат), Крымская Астрофизическая Обсерватория (Н.Н. Степанян), Институт Солнечно-Земной Физики (В.И. Скоморовский, В.М. Григорьев). В разные годы внесли вклад Ф.Г. Рожавский, З.Н. Шукстова, П.Е. Захарова, А.С. Куманцев, Л.Н. Кузнецов, Л.М. Селезнева, А.К. Кириллов. Исследование аппаратуры и в частности поляризационной приставки проведено в [3]. Обучение методике и сравнение результатов разных наблюдателей впоследствии проводилось в КрАО (см. [4]).

До 2017 г. данные Коуровской обсерватории размещены в Солнечных данных ГАО РАН для магнитных полей солнечных пятен. Сравнение данных обсерваторий бывшей службы Солнца (КрАО, Астрономическая обсерватория Киевского национального университета, АО УрФУ) и обсерватории Маунт Вилсон проведено в [7]. В этой работе показано удовлетворительное согласие данных трех обсерваторий. Таким образом, данные Кры-

ма, Киева и Урала способны дополнять друг друга в части заполнения лакун наблюдений магнитных полей солнечных пятен.

В работах [5, 6] проведен тщательный анализ наблюдений магнитных полей в КрАО и Киевской АО [5] и обсерватории Маунт-Вилсон [6]. По результатам работ [5–7], а также по анализу методики измерений магнитного поля на спутнике SDO [8] можно сделать следующие выводы.

Измерения на спутнике SDO для сильных полей занижены из-за малого числа точек (всего 6) на измеряемом участке используемой линии. Ряд наблюдений очень подробный и качественный, но все еще короток для анализа одиннадцатилетних циклов.

Измерения обсерватории Маунт-Вилсон для сильных полей сомнительны. Как следует из [6], после 1994 г. для сильных полей просто принималось значение 2700.

В КрАО для наблюдений используется поляризационная мозаика [9] и измерения по σ -компонентам, причем на близкие полосы попадают разные участки пятна. В УрАО (АО УрФУ) тоже меряется разность положений σ -компонент (σ - σ мода), но не требуется поворота мозаики и лайншифтера. В Киевской АО измерения проводятся в σ - π моде. Как показано в [5], σ - σ мода больше подходит для измерений сильных полей, а σ - π мода – для слабых.

Таким образом, для сильных полей (более 2000 Гс) возможно использование данных КрАО и УрАО. При этом более худшие атмосферные условия УрАО (среднее дрожание 8 угловых секунд против 5 в КрАО по данным [7]) компенсируются лучшей геометрией измерений – одно и то же место пятна.

В целом можно констатировать, что проблема измерения сильных магнитных полей в рамках патрульных наблюдений активности Солнца пока не решена, поскольку требуется большой спектральный диапазон, покрывающий всю используемую линию. При использовании поляриметров неизбежно падает временное разрешение при хорошей точности измерений (см. измерения SOLIS в [6]).

В настоящее время в АО УрФУ имеется архив наблюдений магнитных полей солнечных пятен, содержащий 4555 сводок с измерениями. Проводится работа по созданию сайта и базы данных полученного временного ряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке государства в лице Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0030.

Литература

1. Брей и Лоухед. Солнечные пятна. – М.: Мир, 1967.
2. Обридко В.Н., Наговицин Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – СПб; ВВМ, 2017.

3. Рожавский Ф.Г., Куманцев А.М., Шукстова З.Н. Результаты исследования дифракционных спектрографов АСП-20 и ДФС-3 горизонтального солнечного телескопа АЦУ-5 // Ученые записки УрГУ, 1969, № 70, с. 206-223.
4. Степанян Н.Н. Инструкция для визуальных наблюдений магнитных полей солнечных пятен. Отчет о работе II семинара “Школы наблюдателей” 11–16 апреля 1988 г. // Научный, КрАО, 1988.
5. *Lozitska N.I., Lozitsky V.G., Andreyeva O.A. et al.* Methodical problems of magnetic field measurements in umbra of sunspots // *Adv. Space Res.*, 2015, v. 55, pp. 897-907.
6. *Pevtsov A.A., Tlatova K.A., et al.* Reconstructing solar magnetic field from historical observations V. Sunspot magnetic field measurements at Mount Wilson Observatory // *Astron. Astrophys.*, 2019, A103, pp. 1-14.
7. Лозицкая Н.И., Лямова Г.В., Малащук В.М. Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной активности // *Изв. Крымской Астрофиз. Obs.*, 2007, т. 103, № 4, с. 59-67.
8. *Borrero J.M., Tomczyk S., Norton A.* Magnetic Field Vector Retrieval With the Helioseismic and Magnetic Imager // *Solar Phys.*, 2007, v. 240, pp. 177-196.
9. Скоморовский В.И. Мозаика для измерений магнитных полей // *Исслед. Геомагн. Аэрон. Физ. Солнца*, 1974, т. 26, с. 220-221.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В КОРОНЕ СОЛНЦА И РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ ИХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

**Кальтман Т.И.¹, Накаряков В.М.^{1,2}, Ступишин А.Г.³,
Анфиногентов С.А.⁴, Лукичева М.А.^{1,3,5}, Шендрик А.В.¹**

¹*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Centre for Fusion, Space and Astrophysics, Phys. Dep., Univ. of Warwick, UK*

³*Санкт-Петербургский Государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

⁴*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

⁵*Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany*

OBSERVATIONAL PARAMETERS OF PLASMA JETS IN THE SOLAR CORONA AND DEVELOPMENT OF DIAGNOSTICS OF THEIR PHYSICAL PARAMETERS

**Kaltman T.I.¹, Nakariakov V.M.^{1,2}, Stupishin A.G.³,
Anfinogentov S.A.⁴, Loukitcheva M.A.^{1,3,5}, Shendrik A.V.¹**

¹*Special astrophysical observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

²*Centre for Fusion, Space and Astrophysics, Phys. Dep., Univ. of Warwick, UK*

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

⁴*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk*

⁵*Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany*

This paper presents a catalogue of hot jets observed in the corona of the Sun, which compiles the information obtained in EUV and radio bands with the use of leading space borne and ground-based instruments such as SDO/AIA, RATAN-600, SRH and NoRH. The catalogue summarizes observational parameters of jets, such as their locations, geometrical sizes and time durations. In addition, associated radio emission spectra, maps of the photospheric magnetic field and its coronal extrapolation, as well as movies of the events seen in the EUV images of the hosting region of interest, are given. Both fast and slow jets, having the speeds in the Alfvénic and sonic ranges, respectively, are included in the study. The catalogue allows for searching for scaling relationship between observed parameters of the jets and hosting active regions, which is necessary for revealing physical mechanisms responsible for the generation collimation, and dynamics of jets, including the partition of energy released by magnetic reconnection. The included events cover the time range from 2010 to 2018 years, which allows to study the evolution of the coronal jet phenomenon with the solar magnetic cycle.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-139-142

Введение

Водородная плазма солнечной короны (с присутствием альфа частиц и положительных ионов более тяжелых элементов) характеризуется высокой степенью ионизации (до 100%) и широким диапазоном температур (от 50 тыс. до 30 миллионов К) и концентраций 10^6 – 10^{11} см⁻³. Определяющая

роль в организации и динамике плазменных струй в солнечной короне принадлежит магнитному полю (параметр бета < 0.1), хотя не исключена возможность генерации продольных течений плазмы со скоростями порядка скорости звука термодинамическими процессами. Разнообразие физических условий и возможность детальных наблюдений делает солнечную плазму естественной лабораторией для исследования самых различных физических процессов ответственных за генерацию, коллимацию и распространение плазменных струй. В этих процессах могут проявляться как столкновительные, так и бесстолкновительные режимы, тепловые и нетепловые распределения частиц и разнообразные динамические явления (в том числе "холодные" и "горячие" струи, МГД волны различных типов и т.д.) [1–5].

Широкие возможности для изучения и диагностики плазменных струй открывает постоянный мониторинг излучения Солнца в радио, оптическом, УФ, КУФ, рентгеновском и гамма диапазонах высокопрецизионными инструментами наземного и космического базирования. Благодаря открытому доступу к наблюдательным данным и компьютерным программам для их анализа и моделирования мы получили возможность создать описанный ниже каталог, продолжать его заполнение и проводить исследования струй на его основе.

Плазменные струи по наблюдениям в различных диапазонах

Разработка методов диагностики включает сочетание анализа данных, полученных с помощью космического высокопрецизионного КУФ изображающего телескопа SDO/AIA и наземных радиотелескопов и спектрометров, включая РАТАН-600, СРГ, Nobeyama и ALMA, с численным моделированием МГД процессов и использованием его результатов для моделирования их проявления в наблюдениях этих инструментов ("forward modeling").

Пополняемый каталог струй [6] размещен на сайте СПбф САО <http://spbf.sao.ru/coronal-jets-catalog/>. По данным SDO/AIA с помощью системы первичной обработки данных Heliophysics Events Knowledgebase (НЕК) сделано первичное заполнение каталога. Для уточнения этих данных нами специально разработан алгоритм автоматического поиска струй в массиве рутинных наблюдений [7], рис. 1.

Каталог дополнен данными СРГ и РАТАН-600 (рис. 2 и 3), Nobeyama, реконструкциями магнитных полей и др. (подробнее см. [6–7]).

Основное внимание сосредоточено на крупномасштабных "горячих" струях, наблюдаемых в короне Солнца, что позволит в полной мере использовать потенциал наблюдений в радиодиапазоне, с его относительно низким пространственным разрешением, но при этом уникальной информацией об электронной температуре, величине магнитного поля, магнитной геометрии, и ускоренных электронах. В ряде случаев появление струи

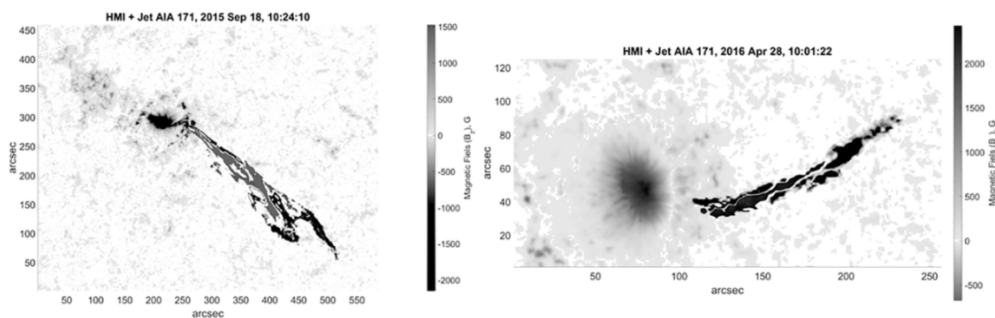


Рис. 1. Совмещение изображений магнитного поля активной области и джета в линии 171 А. Слева: 2015-09-13, 10:24:10UT, справа -2016-04-28, 10:01:22.

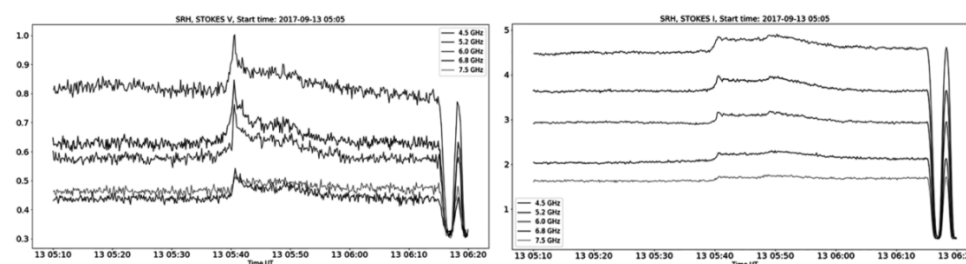


Рис. 2. Временные профили параметров Стокса I, V по данным Сибирского радиогелиографа (СРГ 48) за 2017/09/13.

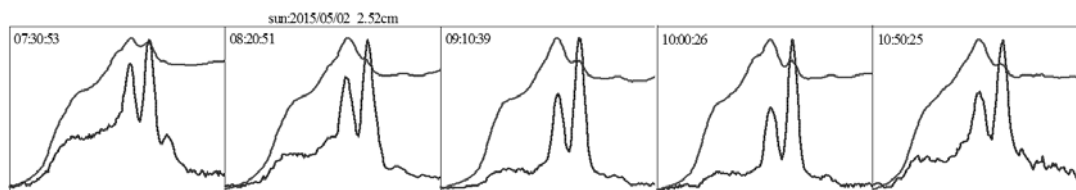


Рис. 3. Сканы РАТАН-600 (I, V) 2015/05/02 на 2.52 см в разных азимутах: слабо меняется соотношение между двумя компонентами активной области во время джета.

сопровождается локальным уярчением в нижних слоях, и изменением поверхностного магнитного поля. Иногда наблюдается геликальная тонкая структура, подтверждаемая квазистереоскопическими методами, указывающая на наличие параллельного магнитного тока. Наблюдалось появление изгибных движений, распространяющихся по струе. Скорость плазмы в некоторых событиях достигает 1000 км/с, что сравнимо с локальной альфвеновской скоростью.

Выводы

Современные исследования, основанные на использовании данных новейших космических и наземных телескопов, позволяют получить как спектр, так и изображение объекта, конфигурацию магнитного поля для широкого разнообразия струйных течений, присутствующих в атмосфере Солнца на всех фазах цикла. Наблюдение плазменных струйных излучений одновременно в различных диапазонах позволяет детально изучить как их инициирование, энергию, динамику и коллимацию, так и связанные с ними плазменные процессы: неустойчивость, турбулентность и ускорение заряженных частиц [2–5].

Продолжено заполнение каталога (2010–2018 гг.) с первичной информацией о событии, параметрах струи, материнской активной области, со-

путствующих эруптивных явлениях. Разработан специальный алгоритм автоматического поиска струй в массиве рутинных наблюдений. Каталог позволит осуществлять поиск различных статистических закономерностей, и сделать выбор в пользу того или иного механизма образования и эволюции струй, предсказываемых отдельными моделями.

Представляется интересным определение экспериментальных скейлингов наблюдаемых параметров струй, таких, как их длительность во времени, скорость, протяженность в пространстве и ширина, между собой, а также вычисляемых параметров, таких, как альфвеновская, звуковая и трубочная скорости. Данная информация является ключевой для оценки энергии и мощности струи, что необходимо для установления механизма, ответственного за ее генерацию. В данном контексте крайне интересным представляется также и оценка энергии и спектра нетепловых электронов, ускоряемых в процессе энерговыделения. В случае генерации струи магнитным пересоединением, данные оценки позволят определить распределение конвертируемой энергии магнитного поля по трем основным типам выделяемой энергии, а именно прямой нагрев плазмы, ускорение заряженных частиц и кинетическая энергия струй, а также возможную эволюцию данного распределения на разных этапах данного процесса.

Отдельный интерес создаваемый каталог представляет для выявления связи наблюдаемых на струях волновых процессов, прежде всего изгибных и медленных колебаний, с параметрами струй и их сейсмологической диагностики. В частности, недавно установлена и впервые использована возможность оценки изменения скорости течения по медленным магнитоакустическим волнам [2]. В случае изгибных волн, которые относятся к быстрой ветви магнитогидродинамических волн, представляется интересным исследование роли в их инициации эффектов, связанных с волнами с отрицательной энергией (см, например, [3]), что может привести к существенным изменениям нашего понимания генерации МГД волн в короне и солнечном ветре.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. *Raouafi et al.* // Space Science Reviews, V. 201, I. 1-4, pp. 1-53, 2016
2. *Cho, I.-H., Nakariakov, V.M., et al.* Accelerating and supersonic density fluctuations in coronal hole plumes: signature of nascent solar winds // *Astrophys. J. Lett.* 900, L19, 2020
3. *Yu, D.J., Nakariakov, V.M.* Excitation of negative energy surface magnetohydrodynamic waves in an incompressible cylindrical plasma // *Astrophys. J.* 896, 21, 2020
4. *Кудрявцев И.В., Кальтман Т.И.* Спектральная диагностика ленгмюровской турбулентности корональной плазмы на основе радиоизлучения на двойной плазменной частоте, *настоящий сборник*
5. *Кудрявцев И.В.* О генерации ионно-звуковых волн в солнечной плазме при разрыве токового слоя, *настоящий сборник*
6. *Кальтман Т.И. и др.* Каталог горячих струй в короне Солнца за 2015–2018 гг., – Сб. тр. XXIII Всерос. ежегод. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика», 2019, с. 197.
7. *Ступишин А.Г., Кальтман Т.И., Анфиногентов С.А.* О методике выделения струй в однородных временных сериях изображений Солнца, *настоящий сборник.*

СУПЕРВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ И ЗВЁЗДАХ

Кацова М.М.¹, Обридко В.Н.², Соколов Д.Д.^{2,3}, Лившиц И.М.¹

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

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

³*Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

SOLAR AND STELLAR SUPERFLARES

Katsova M.M.¹, Obridko V.N.², Sokoloff D.D.^{2,3}, Livshits I.M.¹

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

²*Pushkov IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia*

³*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

We discuss the current observations of the most powerful non-steady phenomena on solar-like stars. While remaining within even the most extreme solar ideas, there is problematic to get the flare energy more than 3×10^{34} erg, which is apparently an absolute upper limit for solar flares. For explanation of the flare energy about of 10^{36} erg, one need to adopt that spots with the magnetic field strength of a few kG should cover more than 30% of a hemisphere. This estimate leads to a mean field around 1kG. New observational evidences for a presence of the strong relict magnetic fields on solar-like stars appeared recently. We discuss to what extent it is necessary to change the mechanisms of convection and dynamo with a corresponding change in the models of the atmosphere. We consider possible ways of solving the problem of the energy of superflares.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-143-148

Введение

Как известно, полная энергия солнечных вспышек от наиболее слабых до самых мощных событий находится в широком диапазоне от 10^{24} до 10^{32} эрг. Самые изученные вспышки на звёздах малых масс происходят на красных карликах, и их полные энергии на несколько порядков превышают максимальное солнечное значение. Наблюдения показали, что при вспышках на очень молодых звёздах-карликах рассеянных скоплений, таких как Орион и Плеяды, достигаются энергии до 10^{36} эрг, а иногда и выше [1, 2]. Космический телескоп Кеплер с 2009 по 2018 гг. обнаружил столь же мощные явления на G-звёздах солнечного типа, т.е. похожих по своим фундаментальным параметрам на Солнце [3, 4]. Большинство вспышек имели полные энергии 10^{33} – 10^{34} эрг, лишь малую долю явлений можно считать супервспышками с $E \sim 10^{35}$ – 10^{36} эрг. Позже выяснилось, что гигантские вспышки с энергиями $E > 10^{36}$ – 10^{37} эрг присущи субгигантам либо гигантам, либо очень молодым объектам, не достигшим главной последовательности, а также компонентам двойных систем с хромосферной активностью [5].

Анализ многоволновых наблюдений звёздных вспышек в большинстве случаев свидетельствует об общности их физической природы явлений с солнечными явлениями [1, 2]. Речь идёт о накоплении свободной энергии непотенциального магнитного поля в определённом объёме, её импульсном выделении в ходе нестационарного процесса, последующего отклика атмосферы на возникающие при этом ускоренные частицы и нагрев плазмы. В то же время уже в [2] обращалось внимание на неудовлетворительность современных моделей солнечных вспышек для объяснения наиболее мощных вспышек на звёздах.

Накопление свободной энергии для генерации солнечных вспышек

Традиционно считается, полная энергия E , необходимая для вспышки, вычисляется по следующей формуле: $E = fB^2L^3/8\pi$

По существу, предполагается, что магнитное поле заключено в объёме с характерными размерами L и магнитное поле в нём постоянно. Множитель f показывает, что в диссипации участвует только непотенциальная часть поля. Предполагая, что $B = 3000$ Гс, а $L = 3 \times 10^9$ см, получим $\sim 3 \times 10^{32}$ эрг. Это значение близко к оценкам энергии самых мощных вспышек на Солнце, и можно было бы считать ситуацию удовлетворительной. Однако некоторые указанные параметры в этих расчётах сильно завышены и, во всяком случае, значительно отличаются от статистических свойств даже самых больших групп солнечных пятен.

Оценки величины и структуры магнитного поля в солнечных пятнах на уровне фотосферы

Солнечное пятно является областью повышенных значений магнитного поля. Однако до сих пор нет надежных результатов, указывающих на величину магнитного поля на границе пятна. Установление этого значения очень важно, поскольку именно при этом значении уменьшается конвективный нагрев фотосферы и возникает темное образование. Непосредственно измерить эту величину трудно в силу изрезанности границ и затруднений при проведении изолиний. На магнитограммах высокого разрешения это сделать ещё труднее. Поэтому мы предложили новый метод – вычисление площади, в которой поле выше некоторого порогового значения [6]. Величина порогового значения, при которой суммарная «магнитная» площадь совпадает с измеренной в этот день суммарной площадью пятен, может быть названа границей пятна.

Использованы ежедневные данные продольной составляющей магнитного поля SDO/HMI с 1 мая 2010 г. по 31 октября 2016 г., всего 2375 дней. Ежедневные данные о числах солнечных пятен взяты с сайта WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels <http://sidc.oma.be/silso/datafiles> (версия 2). Суммарные ежедневные значе-

ния площадей солнечных пятен взяты с сайта NASA <https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>.

Оказалось, что граница пятна соответствует магнитному полю в 550 Гс. Большие магнитные поля выше 2000 G занимают крайне малую часть пятна, не более 20%. Поле довольно быстро падает с расстоянием от центра пятна (рис. 1).

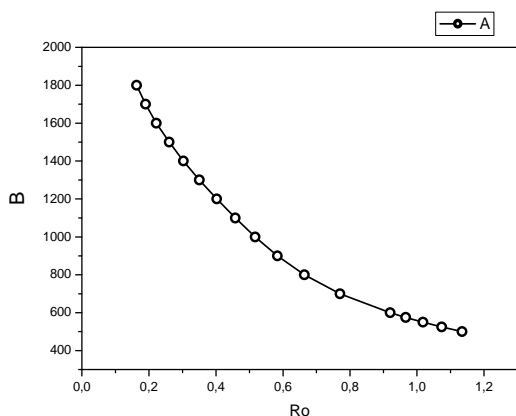


Рис. 1. Зависимость B от R_0 (относительное расстояние в пятне, вычисленное по доле площади, занимаемой полем выше порогового значения в реальных пятнах).

Среднее значение составляет около 750 Гс для самых малых пятен, несколько возрастает до 900 Гс в дни, когда на Солнце суммарная площадь составляет 500–2000 мдп и затем ещё несколько подрастает (рис. 2). Такое значение кажется довольно малым, но следует учесть, что основной вклад здесь дает полутень, которая занимает около 80% площади пятна [7]. Выделить здесь средние значения поля в суммарных тенях пятен нелегко, поскольку магнитная граница тени ещё более неопределённая, чем граница тени. Фотометрическая граница тени (т. е. внутренняя граница полутени) обычно бывает более размыта, чем её внешняя граница. Исходя из относительной площади тени, можно допустить, что граница тени соответствует магнитному полю 1000–1100 Гс. Средние значения поля в тенях пятен при таких предположениях показаны на рис. 3.

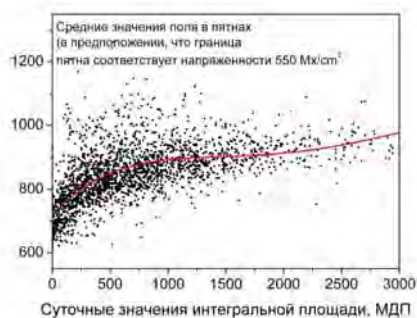


Рис. 2. Средние значения магнитного поля в пятнах.

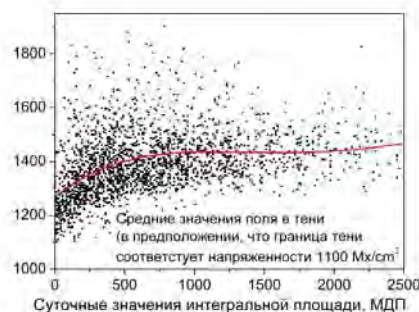


Рис. 3. Средние значения поля в тени в предположениях, что граница тени соответствует полю в 1100 Гс. Красной линией показана аппроксимация полиномом 4-й степени.

Таким образом, средние значения поля в тени пятна составляют 1400 Гс и также слабо зависят от площади. Полученные значения выглядят достаточно низко по сравнению со средним значением, приведенным в [8]. Это значение (2050 Гс) получено по результатам базы данных 1957–1997 гг. <http://www.gao.spb.ru/database/mtbase/>. Следует, однако заметить, что целью этих наблюдений был, в основном, поиск максимального значения поля для каждого пятна.

При этом относительная доля площади тени составляет около 20% и очень слабо падает с площадью пятна (рис. 4).

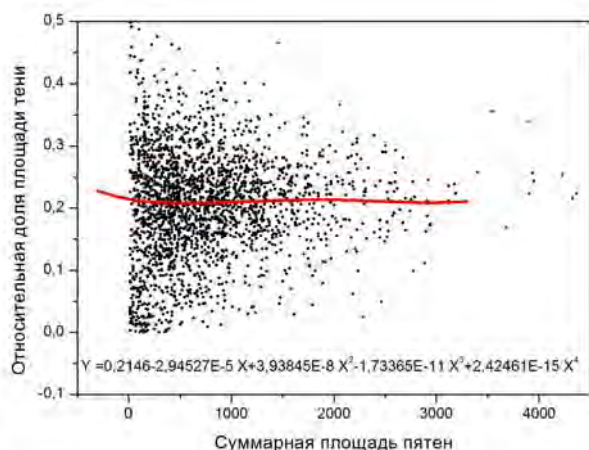


Рис. 4. Относительная доля площади тени в зависимости от суммарной площади пятен, мдп.

Гораздо труднее оценить высоту, на которой располагается зона пересоединения L_z . По разным оценкам это должна быть нижняя корона с плотностью $n_e \sim 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ или несколько больше. Геометрическая высота этой области может меняться значительно. Она выше в невозмущённой области (5–7 тысяч км) и опускается над пятном до значений порядка 1–2 тысяч км. Для оценки магнитного поля на этой высоте можно использовать некоторые наблюдательные значения (см. [9] и приведенные там ссылки). Градиент падения поля с высотой может составлять меньше 0.7 Гс/км в разных пятнах. Это означает, что на высоте 1–2 тысяч км над пятном можно ожидать значения поля около 1000 Гс.

Таким образом, оценку энергии, запасённой в области вспышки, следует вычислять по несколько более сложной формуле $E = SL_z B^2 / 8\pi$, где S – площадь вспышки, B – среднее по объёму значение поля. При указанных выше значениях для очень большого пятна (хотя и не рекордно большого) с площадью 1000 мдп и средним значением поля 1400 Гс и высотой $L_z = 10^8 \text{ см}$ получаем 2.4×10^{32} эрг, что тоже близко к наблюдаемым значениям для самых мощных вспышек на Солнце.

Следует, однако, заметить, что в наших расчетах мы ориентировались на средние значения, а не на максимальные, наблюдавшиеся в прошлом. Оценим теперь энергию, которая соответствовала бы одновременному появлению всех экстремальных значений. Самые большие пятна достигают

площади в 4000 мдп. За всё время наблюдений магнитных полей пятен, зарегистрировано 55 активных областей, с магнитным полем выше 4000 Гс. Заметим, что эти «суперполя» занимали в активных областях крайне малую эффективную площадь. Наконец, совсем недавно, на основе наблюдений SDO/HMI и Hinode SOT/SP путем расчётов бессилового магнитного поля найдено магнитное поле 4000 Гс на высоте 10^8 см [10]. Приняв, что среднее поле составляет 4000 Гс на всей площади 4000 мдп, получим $E = 8 \times 10^{33}$ эрг. Это значение можно рассматривать как абсолютный верхний предел энергии солнечных вспышек.

Энергетика звёздных супервспышек

Рассмотрим возможность накопления энергии, достаточной для звёздных супервспышек с энергией до 10^{36} эрг. При этом будем ориентироваться на упомянутую в начале статьи уже использованную концепцию сходства вспышек на Солнце и звёздах и второе выражение для энергии в предыдущем разделе. Нужно так изменить параметры звезды, чтобы получить $E = 10^{36}$ эрг. Поскольку мы предполагаем, что имеем дело со звездой солнечного типа, характеристики короны должны быть прежними. Как следствие, зависимость плотности в короне должна сохраниться и соответственно значение B_z меняется мало. Наиболее перспективным является увеличение площади. Правда, увеличить площадь на 4 порядка невозможно, средняя площадь большого пятна (300 мдп) ограничивает наши возможности. Пусть увеличение в 1000 раз, при этом запятнённая площадь составит 0.3 площади полусферы. Тогда получим энергию 3×10^{35} эрг, что в принципе уже достаточно. Остальное можно добрать незначительным 10%-ным увеличением остальных параметров.

Однако трудности не исчезли, а переместились в другую плоскость.

В самом деле, среднее магнитное поле на такой звезде составит 1–2 кГс, что не наблюдается. Избежать этого грустного вывода никак нельзя. Можно попытаться увеличить L_z , но это не очень поможет. Увеличение L_z означает, что вспышка происходит на высотах в несколько десятых долей радиуса звезды. Сколь-нибудь сильные поля на такой высоте невозможны. Кроме того, такая звезда должна демонстрировать значительную переменность как по величине магнитного поля с амплитудой колебаний 800–1200 Гс, по яркости – на 10% и в несколько раз – в EUV- и микроволновом диапазоне. Пятно таких гигантских размеров должно привести к понижению средней яркости на 20–25% и некоторому изменению спектрального класса в сторону класса К. Под таким пятном должна возникнуть область сильнейшего перегрева. Такая область есть и под солнечным пятном, но там тепло диффундирует в боковые области и выходит на поверхность в виде окружающего пятно светлого кольца. Здесь диффундировать будет некуда. В подповерхностных слоях конвекция будет остановлена на большой площади. Пока не ясно, как в таких условиях будет работать динамо и

совместимо ли это с генерацией сильных полей. Однако не исключено, что недавние наблюдения магнитных полей на звёздах-близнецах молодого Солнца [11] можно понимать как указание на возможность именно такой работы звёздного динамо. По-видимому, такое динамо должно работать непосредственно на поверхности звезды, так что гипотетическое пятно, занимающее практически всю поверхность звезды, должно непрерывно регенерироваться механизмом динамо.

Над таким гигантским пятном должна возникнуть мощная корональная конденсация, и такие звёзды должны иметь очень сильное ультрафиолетовое, рентгеновское и радиоизлучение.

Продолжительности солнечных и звёздных вспышек никак не укладываются на одну прямую. Эти распределения солнечных и звёздных вспышек не могут быть объяснены одним и тем же степенным соотношением, а длительности супервспышек на порядок меньше, чем экстраполированные из мощности.

Таким образом, сформулированные еще более 30 лет назад [2] трудности не только не удалось преодолеть, но с получением новых данных проблема сопоставления солнечных вспышек и звёздных супервспышек стала еще острее. Несмотря на сходство общих физических проявлений, требует признать, что есть существенные различия либо в механизмах генерации магнитных полей, либо в основной модели вспышки, либо и в том, и в другом.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 19-02-00191а.

Литература

1. Р.Е. Гершберг, Н.И. Клиорин, Л.А. Пустильник, А.А. Шляпников. Физика звёзд средних и малых масс с активностью солнечного типа. – М.:Физматлит. 2020.
2. Р.Е. Гершберг, Э.И. Могилевский, В.Н. Обридко // Кинематика и физика небесных тел, 1987, 3 (5), 3.
3. Н. Maehara, Т. Shibayama, S. Notsu, et al. // Nature, 2012, 485, Iss. 7399, 478.
4. Н. Maehara, Т. Shibayama, Y. Notsu, et al. // Earth, Planet & Space, 2015, 67, 59.
5. М.М. Катсова, В.А. Низамов // Geomagnetism & Aeronomy, 2018, **58**, 899.
6. V.N. Obridko, B.D. Shelting // Research Notes of the American Astronomical Society, 2018, March 13, DOI: 10.3847/2515-5172/aab55c.
7. N.G. Bludova, V.N. Obridko, O.G. Badalyan // Solar Physics, 2014, 289, Is. 3, 1013.
8. В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – СПб, ВВМ, 2017, с. 248.
9. В.Н. Обридко // Солнечные пятна, комплексы активности. – М.: Наука. 1985.
10. S. Anfinogentov, A.G. Stupishin, I.I. Mysh'yakov, G.D. Fleishman // Astrophys. J. Let., 2019, 880, Iss. 2, article id. L29, 5 pp.
11. O. Kochukhov, T. Hackman, J.J. Lehtinen, A. Wehrhahn // Astron.Astrophys., 2020, 635, A142.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗЫ СПАДА СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НИЖНЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

**Кашапова Л.К.^{1,2}, Брумол А.-М.³, Ларионова А.И.⁴,
Куприянова Е.Г.⁴, Мотык И.Д.²**

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

³*Университет г. Варвик, Ковентри, Великобритания*

⁴*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

STUDY OF THE SOLAR FLARE DECAY PHASE ACCORDING TO OBSERVATIONS OF LOWER LAYERS OF THE SOLAR ATMOSPHERE

**Kashapova L.K.^{1,2}, Broomhall A.-M.³, Larionova A.I.⁴,
Kupriyanova E.G.⁴, Motyk I.D.²**

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*Irkutsk State University, Irkutsk, Russia*

³*CFSA, Warwick University, Coventry, UK*

⁴*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia*

We present preliminary results of the analysis of solar flare evolution during the decay phase based on the median averaged time profiles of the Sun-as-a-star emission. The light curves were reconstructed for 106 flares observed by SDO/AIA in the 1600 Å, 304 Å, 1700 Å spectral channels. The principal criterion for the event selection was a smooth continuous decay of the flux without both significant secondary flares and highly amplitude-modulated quasi-periodic pulsations. The light curves were normalized over both its flux maximum and its half-maximum decay time ($t_{1/2}$). The median averaged time profiles of a solar flare were obtained and were compared with both the averaged time profile of the M dwarf star flare and simulated time profile of the solar flare in 304 Å channel. We showed that, in all three AIA spectral channels, the time profiles of the solar flare decays slowly than the stellar one. Comparison of simulated and observed time profiles in 304 Å channel revealed good agreement between them during the initial decay phase. However, the second decay phase, where thermal conductivity dominates, demonstrated the faster decreasing of simulated profile relative to the observed one.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-149-152

Введение

Вспышки на Солнце и звездах являются одними из самых мощных процессов, происходящих в планетных системах, исследованию энергетики которых посвящено огромное количество работ. До сих пор нет полного понимания процессов релаксации вспышечной энергии на фазе спада вспышки. Эта фаза мало теоретически мало изучена в сравнении с начальной фазой и максимумом вспышек. Помимо задач, связанных непосредственно с изучением процессов и особенностей эволюции солнечных и

звездных вспышек, понимание фазы спада необходимо для определения насколько схожи процессы и механизмы в таких разных по энергетике явлениях, как солнечные и звездные вспышки. Сравнительный анализ фазы спада позволил бы уточнить представления о структуре атмосферы звезд (распределение температуры и плотности) и скорректировать модели по расчету вспышечного излучения, в том числе и солнечные. В [1] было показано, что начальная фаза спада, длящаяся приблизительно с момента максимума до момента, когда интенсивность падает до половины значения максимума, определяется в основном радиационными потерями, а конечная – теплопроводностью. Эти процессы зависят от начальных параметров плазмы, различных для разных уровней солнечной атмосферы, и тем более отличающихся для звезд разных спектральных классов. Если для процессов в короне Солнца проведены как эмпирические исследования мягкого рентгеновского излучения [2, 3], так и численные оценки (например, [1]), то для фотосферы и хромосферы Солнца такие результаты еще не получены. В тоже время для звездных вспышек более доступны данные наблюдения в белом свете благодаря работе космического аппарата (КА) KEPLER [4]. Авторам удалось получить усредненный эмпирический временной профиль для звезды класса M4, которые позволил им выделить события с аномальной эволюцией фазы спада. Однако, исследования динамики фазы спада в промежуточных слоях солнечной атмосферы отсутствуют. Поэтому **целью** настоящего исследования является исследование характерного временного профиля фазы спада солнечных вспышек по данным спектральных полос SDO/AIA, соответствующих разным температурам и высотам генерации в солнечной хромосфере и фотосфере, а также сравнение полученных результатов с данными, полученными для звездных вспышек, и с модельными расчетами для полосы 304 Å.

Отбор и обработка данных

Исследования проведены на базе выборки из 106 солнечных вспышек от B5 до X9.3 классов мощности, согласно классификации *Geostationary Operational Environmental Satellite* (GOES). Основным критерием отбора событий являлся медленный плавный спад вспышечного излучения без дополнительных пиков или высокоамплитудных (> 30%) квазипериодических пульсаций. В качестве основы были выбраны события, имевшие отклик в полосе 1600 Å. Считается, что, формируясь в верхней фотосфере, это излучение во время вспышек может служить аналогом белого света, регистрируемого КА KEPLER, регистрирующего излучение в достаточно широкой спектральной полосе от 4200 Å до 9000 Å. Для отобранных вспышек были построены интегральные по всей площади солнечного диска временные профили, пригодные для анализа вспышки Солнца как звезды и для сравнения со звездными вспышками. Все временные профили были нормированы единым образом на максимум потока и по времени на длитель-

ность фазы спада от максимума до уровня половины максимума потока ($t_{1/2}$). За нулевой отсчет по времени был выбран момент максимума потока (см. подробнее [5]). Аналогичным образом в представленной работе были построены временные профили выбранных вспышек в полосе 304 Å и, при наличии отклика, в полосе 1700 Å. Временное разрешение составило 24 с в полосах 1600 Å и 1700 Å и 12 с в полосе 304 Å.

Результаты

Для всех исследуемых вспышек в каждой из спектральных полос был получен медианный усредненный профиль. Полученные усредненные профили солнечных вспышек в трех спектральных полосах приведены на левой панели рис. 1. При сравнении профилей в разных спектральных полосах можно видеть, что во время первой фазы спада поведение всех трех профилей практически совпадает. На второй фазе, где релаксация энергии

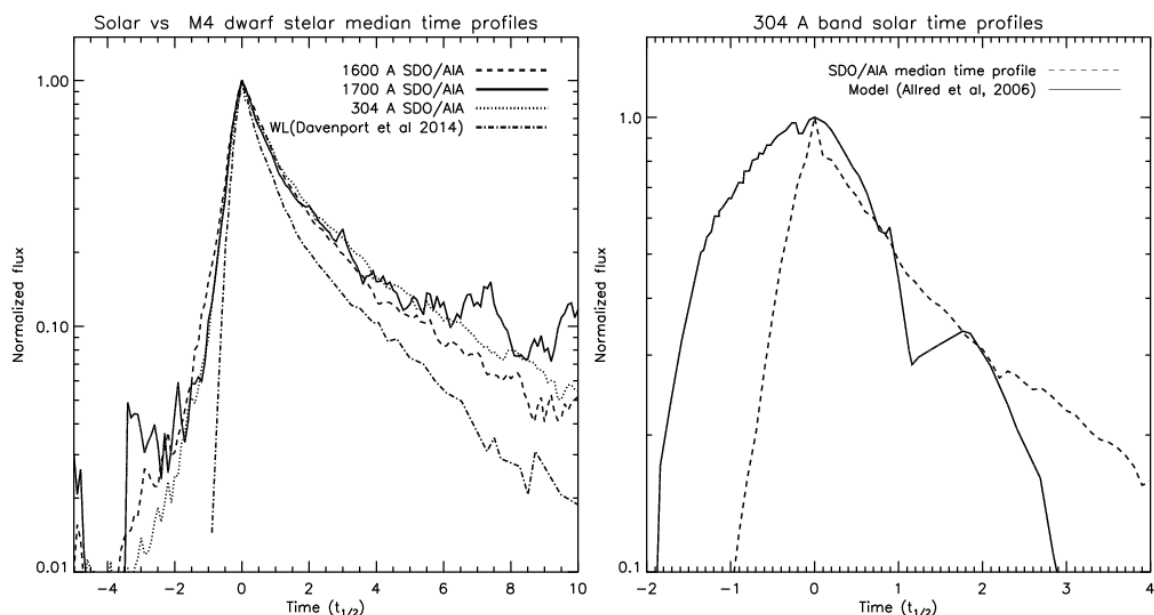


Рис. 1. *Левая панель:* медианные усредненные временные профили солнечных вспышек в полосах 1600 Å (штриховая линия), 1700 Å (сплошная линия) и 304 Å (пунктирная линия), а также усредненный временной профиль вспышек на красном карлике спектрального класса M4 [4], зарегистрированных КА KEPLER в белом свете (штрихпунктирная линия). *Правая панель:* для полосы 304 Å, усредненный временной профиль солнечной вспышки (штриховая линия) и модель отклика солнечной атмосферы на воздействие пучка нетепловых электронов (сплошная линия) [6].

должна происходить за счет теплопроводности, мы видим расхождение профилей – излучение полосы 1600 Å затухает медленнее остальных. Это, с одной стороны, может указывать на достаточно высокую температуру плазмы, формирующей излучение в полосах 304 Å и 1700 Å. С другой стороны, это может указывать на наличие дополнительных источников энергии на этих длинах волн. На той же панели штрихпунктирной линией по-

казан усредненный временной профиль звездных вспышек, зарегистрированных КА KEPLER в белом свете на красном карлике спектрального класса M4 [4]. Сравнение временных профилей показало, что поток излучения солнечной вспышки спадает медленнее, чем поток белого света звездной вспышки. Такая закономерность наблюдается во всех трех спектральных полосах. На правой панели рис. 2 штриховой линией показан усредненный временной профиль излучения солнечной вспышки в полосе 304 Å. На него сплошной линией наложен модельный временной профиль излучения в полосе 304 Å, полученный в результате моделирования отклика солнечной атмосферы на воздействие пучка нетепловых электронов [6]. Сравнение наблюдательного и модельных временных профилей указывает на то, что фаза спада, определяемая радиационными потерями, достаточно хорошо описывается результатами модельных расчетов. При этом простые условия, описывающие влияние теплопроводности, дают более быстрый спад интенсивности, чем на это указывают наблюдения. Отметим, что полосы 1600 Å и 1700 Å являются более сложными для моделирования излучения, чем полоса 304 Å, где доминирует излучение одной спектральной линии.

Заключение

Проведены исследования усредненных временных профилей элементарной солнечной вспышки в спектральных полосах 1600 Å, 1700 Å и 304 Å. Обнаружено хорошее совпадение динамики затухания для излучения различных спектральных полос во время первой фазы спада, определяемой радиационными потерями, а также согласие наблюдений с результатами моделирования. Во время второй фазы спада, определяемой теплопроводностью, выявлено расхождение с эмпирического временного профиля с расчетным и показано различие динамики затухания как между спектральными полосами солнечного излучения, так и в сравнении с излучением красного карлика M4.

Работа выполнена, в частности, в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16 (К.Л.К), бюджетных тем Государственного задания № 0041-2019-0022 (Л.А.И.) и 0041-2019-0019 (К.Е.Г.) и гранта Королевского общества IEC/R2/170056 (Б.А.-М.).

Литература

1. *Aschwanden* // *Physics of the Solar Corona. An Introduction*. 2004
2. *Sylwester et al.* // *Astron. Astrophys.*, 1993, v. 267, p. 86
3. *Gryciuk et al.* // *Solar Phys.*, 2017, v. 292, p. 77
4. *Davenport et al.* // *Astrophys. J.*, 2014, v. 797, p. 122
5. *Ларионова и др.* // *Труды конф. ССЗФ-2019*, 2019, с. 273
6. *Allred et al.* // *Astrophys. J.*, 2006, v. 644, p. 484

LONG-TERM VARIATIONS IN THE CORRELATION BETWEEN SOLAR ACTIVITY AND CLIMATE

Kirov B.¹, Georgieva K.²

¹*Space Research and Technologies Institute – BAS, Sofia, Bulgaria*

²*Climate, Atmosphere, and Water Research Institute – BAS, Sofia, Bulgaria*

ДОЛГОСРОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ И КЛИМАТОМ

Киров Б.¹, Георгиева К.²

¹*Институт Космических исследований и технологий – БАН, София, Болгария*

²*Институт исследований климата, атмосферы и воды – БАН, София, Болгария*

После более чем 200 лет исследований воздействия солнечной активности на климат Земли вопрос продолжает быть дискуссионным. Неопределенность вызвана тем, что некоторые авторы находят положительную корреляцию между изменениями приземной температуры воздуха и изменениями солнечной активности, в то время как другие устанавливают отрицательную корреляцию. Мы показываем, что корреляция между солнечной активностью и температурой положительна, когда более активно северное солнечное полушарие и отрицательна, когда более активно южное полушарие. Далее, мы рассматриваем воздействие солнечной активности на крупномасштабные явления как Североатлантическая осцилляция (NAO), которые определяют климат больших частей земной поверхности, и устанавливаем, что кроме от северно-южной асимметрии солнечной активности, знак корреляции зависит и от соотношения двух компонент солнечной активности – связанной с солнечными пятнами (с тороидальным магнитным полем Солнца) и несвязанной с солнечными пятнами (связанной с полоидальным магнитным полем Солнца).

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-153-158

Introduction

Sun is the main energy source for the climatic system, so variations in solar activity are expected to influence weather and climate. However, the effects are often nonlinear, and solar activity can at some times increase and at other times decrease the values of atmospheric parameters like surface air temperature, circulation indices, etc. [1], and the references therein. This gives rise to doubts about the reality of the Sun–climate relations. A possible explanation can be that in such comparisons the solar activity is usually characterized by the number of sunspots as the parameter with the longest instrumental record. But it only reflects one face of solar activity (toroidal field – related), while the different types of solar activity may have different effects on the atmosphere, and may prevail in different periods.

The driver of solar activity is the solar dynamo which transforms the solar poloidal field in sunspot minimum into toroidal field in sunspot maximum and back. The various geoeffective manifestations of solar activity are related to

either the poloidal or the toroidal fields: the total and spectral solar irradiance, the solar flares, the coronal mass ejections are related to the solar toroidal field which determines also the number and area of sunspots, so they are all “sunspot-related”, and the sunspot number is a good proxy for them. The slow solar wind, the high speed solar wind streams, and the galactic cosmic rays modulation are related to the solar poloidal field, and are not related to sunspots. The geomagnetic activity, which is the most obvious manifestation of the solar activity influences on the Earth, is due to both “sunspot-related” and “not sunspot-related” solar drivers. Using the method first proposed by Feynman [2], we have separated the inputs of the sunspot-related and not sunspot-related solar activity and, consequently, their relative prevalence [3, 4]. In Fig. 1 the solid line illustrates the long-term variations of the sunspot-related, and the dashed line – of the non sunspot-related solar activity. Both vary cyclically and are in antiphase: the sunspot-related activity prevails in cycles 17–23, and the non-sunspot related in cycles 10–16.

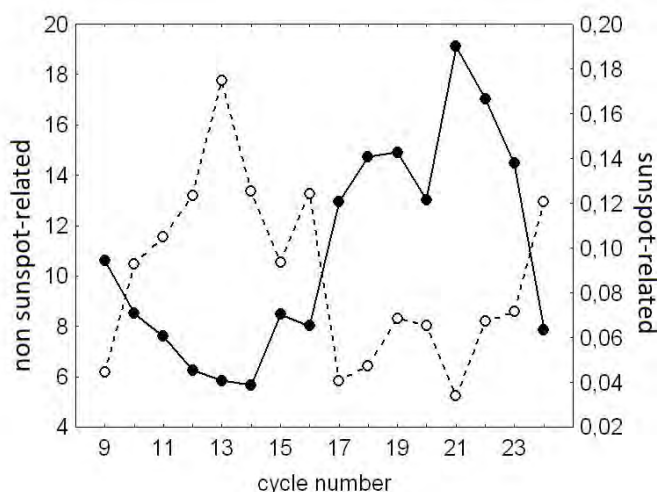


Fig. 1.

Solar activity and surface air temperature

Different authors have reported positive or negative correlations between solar activity as measured by the sunspot number and the surface air temperature in different meteorological stations and in different periods [1]. Fig. 2 demonstrates the percentage of stations (grey bars) measuring positive (along the positive y-axis) or negative (along the negative y-axis) correlations in the 11-year sunspot cycle between solar activity and surface air temperature along with the secular sunspot cycle (solid line). The data are from the stations with long measurement records gathered in the Global Historical Climatology Network (<https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/land-based-station-data/land-based-datasets/global-historical-climatology-network-monthly-version-4>). It appears that the sign of the correlation depends not on the location but rather on the period studied, and moreover it varies quite regularly: in some periods the

temperature in the majority of stations rises and in other periods decreases with increasing sunspot number [5].

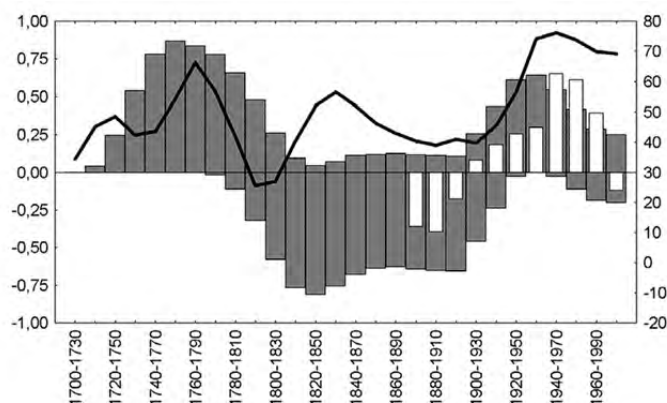


Fig. 2.

We study the change of what solar activity parameters leads to a change in the sign of correlation between solar activity and surface air temperature. Smirnov [6, 7] has found that when the Earth passes from one sector of the interplanetary magnetic field into another, the sign of the correlation between the solar wind velocity and the atmospheric parameters changes. The sector boundary crossing means changing the solar hemisphere to which the Earth is exposed. So we could suppose that the activity originating from the two solar hemispheres has different effects upon atmospheric parameters. The white bars in Fig. 2 represent the asymmetry of the solar activity, $A = (SN-SS)/(SN+SS)$ where SN and SS stand for the total sunspot area in the Northern and Southern solar hemispheres, respectively. Negative A seen in the 19th century means more active Southern solar hemisphere and is associated with negative correlation between solar activity and surface air temperature in the 11-year cycle, and positive A in the 20th century - more active Northern hemisphere and positive correlation. We can therefore suggest that solar asymmetry is a parameter which changes in consecutive secular cycles, being positive in “even” cycles (if we denote the 20th century secular cycle as even) and negative in odd ones.

Solar activity and the North Atlantic Oscillation

The variations in weather and climate are related to variations in atmospheric circulation – the system of atmospheric motions over a certain region with its specific features (local circulation) or on the scale of the whole globe (general atmospheric circulation). The North Atlantic Oscillation (NAO) is a north–south seesaw oscillation in atmospheric mass between the low pressure center of action near Iceland (Iceland Low) and the high pressure center of action in subtropical Atlantic (Aleutian High) which exerts a dominant influence on wintertime temperatures across much of the Northern Hemisphere. During winter months, NAO variability explains about one-third of the Northern

Hemisphere interannual surface temperature variance [8]. NAO positive phase, when the pressure in Iceland Low is even lower than normal, and the pressure in Aleutian High is even higher than normal, is associated with strong midlatitude westerly winds across the Atlantic onto Europe. The westerlies move relatively warm and moist maritime air over much of Eurasia, while stronger northerlies over Greenland and northeastern Canada carry cold air southward. The situation changes to the opposite in the NAO negative phase when both centers of action are weaker: the pressure is higher than average in Iceland Low, and lower than average in Azores High, as a result the westerly winds get weaker and positioned further south, and the temperature patterns are opposite.

In an earlier study [7] we showed that the correlation between solar activity and the NAO index changes systematically (Fig.3), and related the sign of the correlation to the solar activity asymmetry: when the northern solar hemisphere is more active, the correlation is negative, and when more active is the southern solar hemisphere, the correlation is positive. The vertical lines separate the periods of positive and negative correlations. (These periods were chosen in such a way as to give the highest positive or negative correlation between NAO and solar activity, so they are somewhat arbitrary). In the 20th century the correlation is negative, but in the 19th century it is positive, negative again in the 18th century, and positive again in the 17th century. The correlation in the earliest period is not statistically significant, but it should be noted that this is the period of the Maunder minimum when sunspot activity was atypical. The change in the correlation between the long-term variations of NAO and solar activity coincides with the change in the correlation between surface air temperature and solar activity in the 11-year sunspot cycle, which as noted above, is supposed to coincide with the changes in the long-term solar activity asymmetry. We can, therefore, speculate that when the southern solar hemisphere is more active, increasing solar activity in the secular solar cycle leads to strengthening of the zonal atmospheric circulation, and when the northern solar hemisphere is more active, increasing solar activity in the secular solar cycle leads to weakening of the zonal circulation.

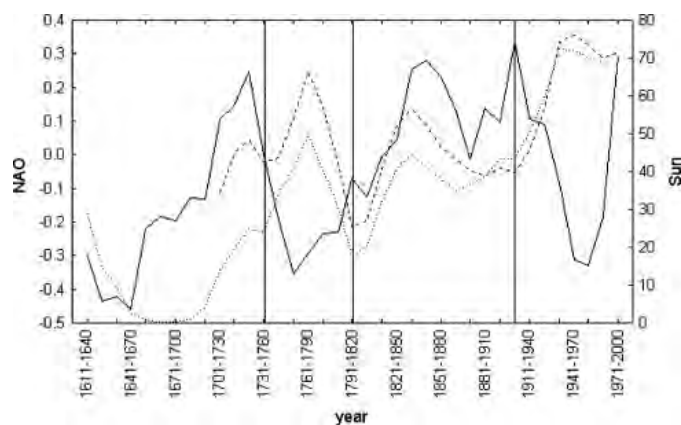


Fig. 3.

In a following study [8] we investigated the influence of sunspot-related and non sunspot-related solar activity drivers on the atmospheric circulation as quantified by the Northern Annular Mode (NAM) index. NAM is defined as the difference in atmospheric pressure between high (above 60°) and middle (around 45°) northern latitudes at pressure levels from 1000 hPa (surface) to 10 hPa (about 32 km), and NAO is its surface manifestation. We used NAM index as it provides information about the vertical structure and allows evaluating the influences at different levels. To separate the influence of the two types of solar drivers, we have divided the data for periods with high geomagnetic activity and low solar irradiance when non sunspot-related solar activity predominates, and periods with low geomagnetic activity and high solar irradiance when sunspot-related activity predominates. We found that solar non sunspot-related activity increases the NAM index at all levels, while sunspot-related activity decreases it. This is a possible explanation of the changing correlation between the North Atlantic Oscillation and solar activity.

Atmospheric circulation and temperatures in Europe

Hess and Brezowsky [9] identified a number of circulation patterns in Europe and produced a catalog of the prevalence of the various forms in the period 1881–1998. To further study the influence of solar activity on the atmospheric circulation and surface air temperature, Fig.4 presents the correlation between the non sunspot-related geomagnetic activity and the prevalence of circulation forms leading to higher than average temperatures in Europe (South-Westerly cyclonic and anticyclonic), upper panel, and the circulation forms leading to lower than average temperatures (North-Westerly cyclonic and anticyclonic), lower panel. With increasing geomagnetic activity in the last century, the frequency and persistence of forms of circulation leading to higher than average temperatures increases, while the frequency and persistence of forms of circulation leading to lower than average temperatures decreases.

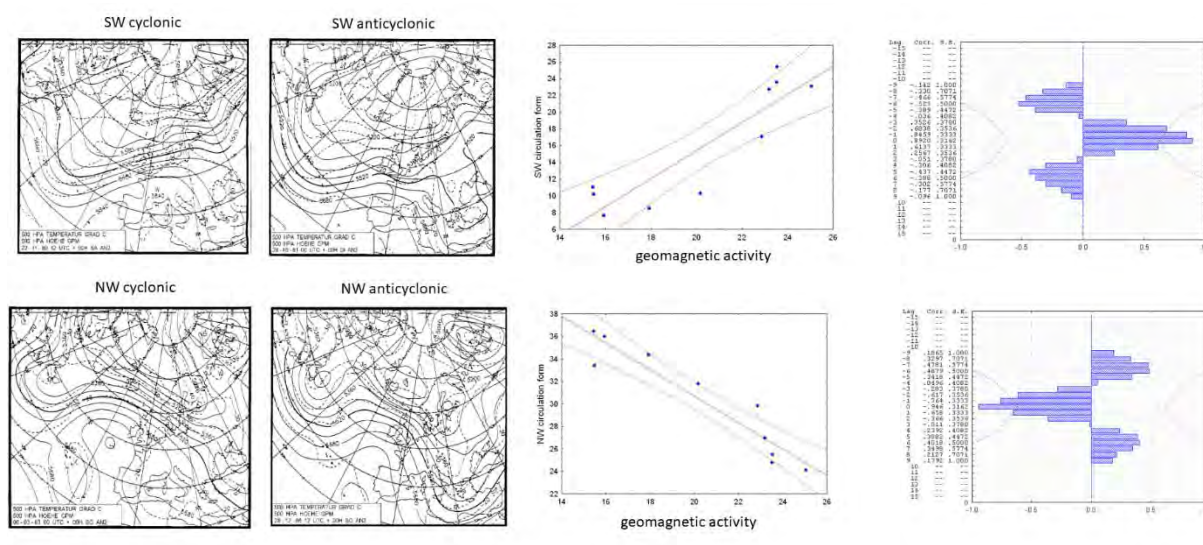


Fig. 4.

These results demonstrate that the periods when the correlation between the surface air temperature and sunspot number and between the North Atlantic Oscillation and the sunspot number change coincide with the periods when the prevalence of sunspot-related and non sunspot-related solar activity changes.

Summary

Both meteorological parameters like surface air temperature, and large-scale atmospheric circulation patterns orchestrating hemispheric and global climate like the North Atlantic Oscillation, undergo long-term variations closely related to the secular solar activity variations. The influence of solar activity on meteorological parameters is supposed to be mediated by the influence of solar activity on the atmospheric circulation patterns. The correlations between solar activity and both the indices of atmospheric circulation and surface air temperature are found to change sign systematically, depending on either the north-south solar activity asymmetry, of the relative prevalence of sunspot-related and non sunspot-related solar drivers, or both. The identification of the causes of these changing correlations requires further studies.

Acknowledgements

This study is partly supported by the National Science Fund of Bulgaria, Contract KP-06-N34/1 "Natural and anthropogenic factors of climate change – analyzes of global and local periodical components and long-term forecasts".

References

1. *Herman J.R., Goldberg R.A.* // Sun, Weather and Climate. NASA, Washington, DC, 1978.
2. *Feynman, J.* // Journal of Geophysical Research. 1982. V. 87. P. 6153.
3. *Kirov B. et al.* // Geomagnetism and Aeronomy. 2013. V. **53**. P. 813.
4. *Kirov B. et al.* // Geomagnetism and Aeronomy. 2015. V. **55**. P. 1033.
5. *Georgieva K., Kirov B.* // Bulgarian Journal of Physics. 2000. V. **27**. P. 28.
6. *Смирнов P.B.* // Докл. АН СССР. 1967. Т. **175**. С. 76.
7. *Смирнов P.B.* // Докл. АН СССР. 1969. Т. **180**. С. 88.
8. *Hurrell J.W. et al.* // Science. 2001. V. **291**. P. 603.
7. *Georgieva K. et al.* // Advances in Space Research. 2007. V. **40**. P. 1152.
8. *Georgieva K. et al.* // J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012. V. **90**. P. 15.
9. *Hess P., Brezowsky H.* // Catalog der Großwetterlagen Europas (1881–1998), 1999. Gers-tengarbe and Werner.

СПЕКТРАЛЬНАЯ АКТИВНОСТЬ БЫСТРОВРАЩАЮЩЕГОСЯ ГИГАНТА FK COM

Козлова О.В., Алексеев И.Ю., Фурсяк М.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

SPECTRAL ACTIVITY OF FAST ROTATING GIANT FK COM

Kozlova O.V., Alekseev I.Yu., Fursyak M.I.

Crimean astrophysical observatory, Nauchny, Crimea, Russia

We present the results of high-dispersion ($R = 20000$) spectral and UBVRI photometric observations for the fast rotating AGB giant FK Com. The spectra were obtained in the region of H α , Na I D and He I 5876 lines. The results showed that FK Com is surrounded by a solid rotating gas disk. This disk is the place where H α and He I 5876 emission lines are formed. The velocity of stellar rotating is closed to critical velocity, so matter can leave the star's surface forming a circumstellar gas disk. We detected switching of active longitudes in lines formed in the disk. This effect is similar to that found earlier using photometry and photospheric lines.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-159-162

Звезда FK Com является быстро вращающимся гигантом спектрального класса G5 III [1] и прототипом для целой группы объектов – звезд типа FK Com. Всех их отличает аномально быстрое вращение, а также пятенная и хромосферная активность. Согласно [1] величина $v \sin i$ у FK Com достигает 160 км/с, что с учетом наклона оси вращения звезды по отношению к наблюдателю (60°) дает нам скорость вращения на экваторе 190 км/с. Звезда является очень известной запятанной переменной, открытой П.Ф. Чугайновым [2]. С ее фотометрической переменностью связано явление активных долгот и эффекта их переключения, впервые найденное именно для этой звезды Йетсу [3]. У FK Com была также обнаружена цикличность таких переключений с характерным временем 6.5 лет (см. [1, 4]).

Для объяснения быстрого вращения FK Com в 1976 году Веббинком [5] была выдвинута гипотеза, согласно которой звезды этого типа образуются в результате эволюции тесной двойной системы с последующим слиянием двух компонентов. В результате образуется одна быстро вращающаяся звезда, которую окружает некий газовый остаток – диск. Именно такой диск и обнаруживается у FK Com. Он считается неким статичным образованием (см. Вида и др. [6]), не играющим роли в наблюдаемой активности звезды. Результаты многолетнего спектрального и фотометрического мониторинга звезд типа FK Com, проводимого в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) показали, что это не так. Для звезды IN Com было обнаружено, что именно диск, а не хромосфера, является местом формиро-

вания широкой двухкомпонентной эмиссии, наблюдаемой в Бальмеровских линиях водорода, а также линии гелия He I 5876 (см. [7]). При этом природа этого диска не имеет никакого отношения к диску Веббинка. Он формируется и поддерживается за счет интенсивного звездного ветра, связанного с аномально быстрым вращением звезды и показывает связь с циклом звездной активности.

Для анализа спектральной переменности FK Com мы использовали спектры с высоким разрешением ($R = 20000$), полученные в КрАО в 2020 г. на 2.6 м телескопе ЗТШ в фокусе куде с помощью эшелюного спектрографа ЭСПЛ и ПЗС камеры. Наблюдения велись в областях эмиссионной линии $H\alpha$, резонансного дублета натрия Na I D и линии гелия He I 5876.

Фотометрические наблюдения FK Com осуществлялись на 1.25 м телескопе АЗТ-11 с помощью 5-канального UBVRI фотометра-поляриметра. Ошибка определения блеска в полосе V не превышает 0.01^m .

На рис. 1 показан пример эмиссионных профилей $H\alpha$ и He I 5876 у FK Com. Тонким пунктиром наложен профиль обычной хромосферно-активной звезды VY Ari.

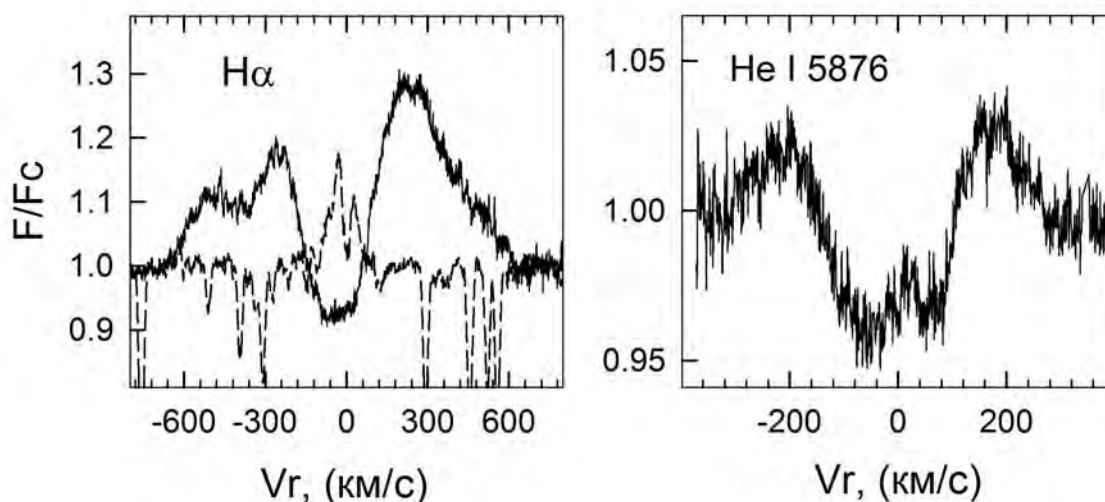


Рис. 1.

На синем эмиссионном крыле $H\alpha$ видна слабая переменная абсорбция. Она формируется в ветре. Мы определяли ее лучевую скорость $V_{wind}(H\alpha)$, а также еще нескольких параметров, среди которых лучевая скорость центральной абсорбции V_{abs} , лучевая скорость синего эмиссионного компонента V_{blue} , интенсивности синего I_{blue} и красного I_{red} эмиссионных компонентов, а также эквивалентная ширина резонансного дублета натрия $EW(Na I D)$. Их изменение в зависимости от фазы вращения звезды для линий $H\alpha$ и He I 5876 показано на рис. 2. Внизу на рис. 2а мы привели изменение блеска FK Com в полосе V. Оно хорошо согласуется с изменением $EW(Na I D)$, что связано с распределением пятен по поверхности звезды

(резонансный дублет натрия формируется в фотосфере звезды, поэтому по нему можно судить о распределении холодных пятен по поверхности).

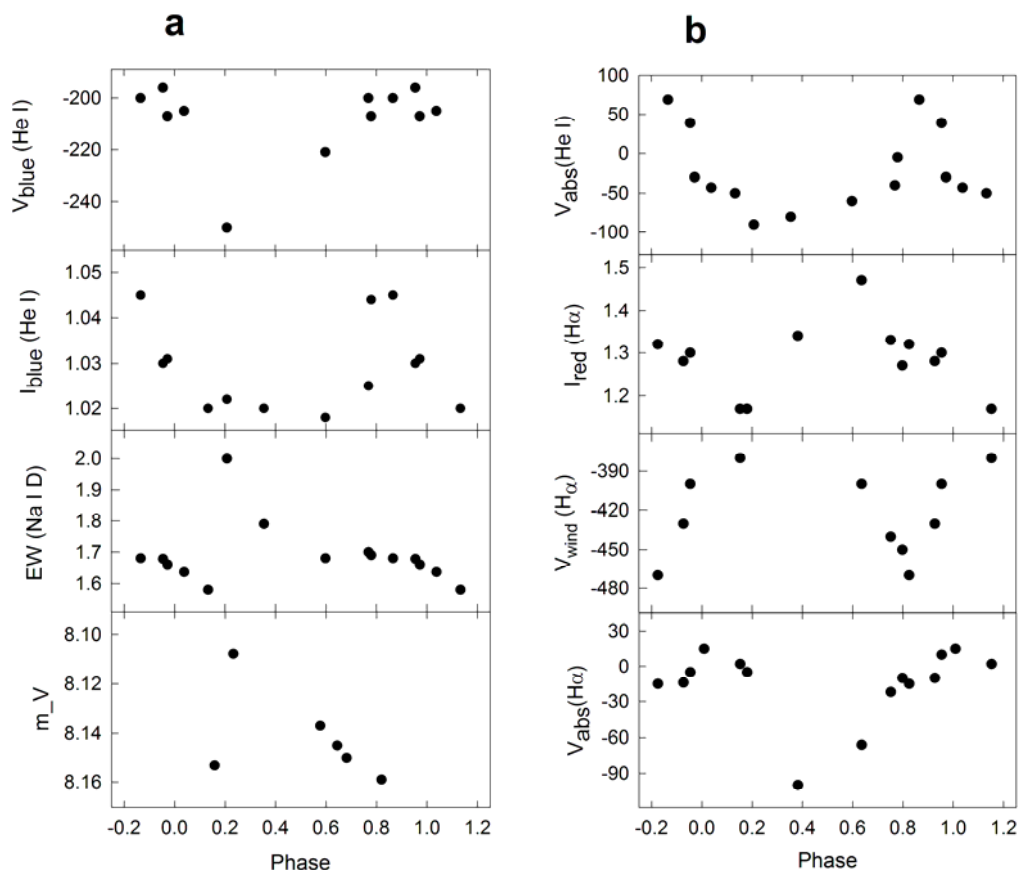


Рис. 2.

Как известно, эмиссионные линии у хромосферно-активных звезд достаточно узкие: лучевые скорости границ эмиссионных крыльев не превышают ± 100 км/с (см. рис. 1, пунктирная линия), что связано с кинематикой горячего газа в активной области (см. [8]). В случае FK Com ширина эмиссионных крыльев линии $H\alpha$ может достигать ± 800 км/с. Линия $He I 5876$ более узкая, но и ее ширина (± 300 км/с) совершенно немыслима для обычных запятненных звезд. В то же время такие профили совершенно нормальны для вращающихся газовых дисков. Простейшие оценки показывают, что в случае кеплеровского вращения диск должен был бы начинаться глубоко внутри звезды, что невозможно. В случае же твердотельно вращающегося диска мы получаем прекрасное согласие с результатами наблюдений. Оценки внутреннего и внешнего радиусов диска для линии $H\alpha$ и $He I 5876$ составляют, соответственно, $3 R_*$ и $1.5 R_*$ для внешнего радиуса R_{out} и $1.2 R_*$ и $1.1 R_*$ для внутреннего радиуса R_{in} . Как видно, диск начинается примерно от поверхности звезды и простирается на 2 звездных радиуса. В линии $He I$ его размер меньше.

Как известно, линия гелия He I 5876 является индикатором горячего ($T > 16000$ K) плотного газа (см. [9]). Откуда такое вещество берется во внутренних областях диска? Мы полагаем, что газ с такими параметрами мог бы накапливаться внутри магнитных петель, расположенных над областями пятен и имеющих размеры порядка радиуса звезды. На это, в частности, указывают данные рисунка 2, где максимальные значения интенсивности синего эмиссионного компонента I_{blue} и самые маленькие лучевые скорости центральной абсорбции гелия $V_{\text{abs}}(\text{He I})$ достигаются в фазе 0.8, когда на луче зрения оказывается более запятненная область. В фазе 0.2, когда пятен меньше всего, наблюдаются максимальные скорости синего эмиссионного компонента $V_{\text{blue}}(\text{He I})$ в гелии. Т.о., интенсивное истечение горячего газа наблюдаются тогда, когда площади пятен, а значит, и связанных с ними локальных магнитных полей минимальны. То есть магнитное поле стабилизирует диск, не давая ему диссипировать. На эту же стабилизирующую роль магнитного поля указывают и результаты работы [10], посвященной рентгеновскому и УФ излучению FK Com, где также обнаружены зоны высокой плотности в области магнитных петель.

Отдельно следует сказать об активных долготах. Данные наших фотометрических наблюдений 2019 года показывают две активные долготы на фазах 0.2 и 0.8. Те же долготы мы видим в переменности спектральных линий в 2020 г (см. рис. 2). Поскольку в фазе 0.2 пятен меньше, это означает, что мы наблюдаем переключение активных долгот, описанное ранее в [4]. Однако в нашем случае оно наблюдается не в фотосферных линиях, а в линиях, формирующихся в диске.

Т.о. FK Com являет собой пример уникальной запятненной звезды с магнитной активностью. Эта уникальность обусловлена аномально быстрой вращением FK Com, близким к критическому, что, фактически, позволяет нам говорить о Ве феномене у звезд поздних спектральных классов.

Литература

1. Korhonen H., Berdyugina S.V., Hackman T., et al. // A&A, 1999, 346, 101.
2. Chugainov P.F. // Inform. Bull. Var. Stars, 1966, 172.
3. Jetsu L., Pelt J., Tuominen I. // A&A, 1993, 278, 449.
4. Korhonen H., Berdyugina S.V. Tuominen I. // A&A, 2002, 390, 179.
5. Webbink R.F. // ApJ, 1976, 209, 829.
6. Vida K., Korhonen H., Ilyin I.V., et al. // A&A, 2015, 580, A64.
7. Козлова О.В., Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В. // Астрофизика, 2017, 60, 51.
8. Alekseev I.Yu., Kozlova O.V. // A&A, 2003, 403, 205.
9. Тамбовцева Л.В., Гринин В.П., Козлова О.В. // Астрофизика, 1999, 42, 75.
10. Ayres T.R., Kashyap V., Saar S., et al. // ApJSS., 2016, 223, 5.

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Королькова О.А., Соловьев А.А.

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

3D MODELING OF QUIESCENT SOLAR PROMINENCES

Korolkova O.A., Solov'ev A.A.

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

The construction of three-dimensional stationary models of solar prominences is a continuation of the cycle of our works devoted to the problem of confinement of cold and dense magnetic filaments in the solar corona. An analytical method for calculating stationary magnetoplasma structures in spherical system of coordinate is presented. The method takes into account the flows of highly conductive plasma along magnetic field lines. We construct a three-dimensional MHD model of a quiescent solar prominence lying on a magnetic parallel. We find the distributions of the pressure, density, temperature and plasma velocity at each point of the studied configuration from the initially pre-given structure of the magnetic field. The resulting distributions of the physical quantities should be consistent with the observed data of real objects. The model of the prominence must satisfy the following conditions: 1) the filament is located above the photospheric line of polarity inversion, 2) the filament is a solitary formation, i.e. far from the filament its parameters must pass into the parameters of the surrounding unperturbed atmosphere, 3) the plasma flow velocity must be maximum at the middle part of the filament and fall off at its ends.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-163-168

1. Введение

В статье продолжена разработка стационарных трехмерных моделей спокойных солнечных структур в рамках МГД подхода. Цель данной работы – построение крупномасштабной модели солнечного волокна, лежащего на магнитной параллели в сферической системе координат. Распределения давления, плотности, температуры и скорости плазмы в каждой точке исследуемой конфигурации находятся по её изначально заданной структуре магнитного поля. Мы строим модели равновесных солнечных протуберанцев, в их «готовом», сформировавшемся виде, т.е. не рассматриваем процессы их образования с магнитным пересоединением и накоплением массы. Мы также не рассматриваем перенос энергии в теле волокна. Это – отдельные сложные задачи. Ввиду того, что спокойные протуберанцы – это долгоживущие (до 2–3 оборотов Солнца) образования, необходимо рассчитывать, прежде всего, именно равновесие волокна. Если из условий равновесия (или, в более общем случае, стационарности) мы получаем такую конфигурацию, которая хорошо соответствует наблюдательным данным, значит, реальный теплоперенос в волокне вполне согласуется с этой

структурой, в противном случае вся эта конфигурация была бы разрушена за минуты.

2. Постановка задачи и основные уравнения

Система уравнений идеальной стационарной МГД имеет следующий вид:

$$\rho(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \vec{B} \times \vec{B}] + \rho g(\vec{r}), \quad (1)$$

$$\text{div}(\rho \vec{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0, \quad (3)$$

$$P = \frac{\rho R T}{\mu}. \quad (4)$$

Здесь \vec{B} – напряженность магнитного поля, \vec{V} – скорость плазменного элемента, P – газовое давление, ρ – удельная плотность, T – температура, μ – средняя молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная, g – ускорение свободного падения на поверхности Солнца.

Система (1)–(4) недоопределена ввиду отсутствия в ней уравнения переноса энергии, которое имеет сложный и во многом неизвестный вид. Мы будем решать эту систему в предположении, что магнитная структура волокна нам известна. Основным критерием правильности выбора этой структуры должны быть ее соответствие наблюдательным данным и сходство получаемых для ее равновесия параметров плазмы опять же с наблюдаемыми характеристиками. Мы будем в данном случае находить стационарные распределения полного давления, плотности, температуры и скорости плазмы для заданной структуры магнитного поля. Выбираемое магнитное поле системы должно удовлетворять следующим условиям: 1) волокно должно располагаться над фотосферной линией раздела полярности, 2) волокно должно быть уединенным, т.е. по мере удаления от волокна его поле и все параметры должны переходить в параметры окружающей невозмущенной атмосферы, 3) скорость течения плазмы должна быть максимальна в центре волокна и спадать на его периферии. В идеальной МГД плазма движется вдоль магнитных силовых линий со скоростью $\vec{V} = M_A \vec{B} (4\pi\rho)^{-1/2}$, где M_A – альвеновское число Маха, отношение скорости плазмы к альвеновской скорости: $\vec{V}/V_A = M_A \vec{B}/B$. С учетом этого, уравнение движения (1) после ряда преобразований (см. [1]) приводится к виду:

$$(M_A^2 - 1)(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{B}(\vec{B} \cdot \nabla M_A^2) = -4\pi \nabla(P + \frac{B^2}{8\pi}) - 4\pi \rho \vec{g}. \quad (5)$$

Уравнение (5) является ключевым уравнением нашего исследования. Мы будем решать его, перейдя в сферическую систему координат, напра-

вив ось r по радиусу Солнца от центра и считая уровень $r = R$, где R – радиус Солнца, совпадающим с поверхностью фотосферы.

Пусть напряженность магнитного поля имеет такой вид:

$$\vec{B} = \{B_r(r, \varphi, \theta) \cdot \vec{e}_r, 0 \cdot \vec{e}_\varphi, B_\theta(r, \varphi, \theta) \cdot \vec{e}_\theta\}. \quad (6)$$

Зависимость B_r и B_θ компонент от всех трех пространственных координат даёт нам трехмерную задачу, однако, в ней мы пренебрегаем компонентом B_φ , чтобы ввести произвольную зависимость поля по углу φ . Тогда ввиду условия (6), φ -составляющая уравнения (5) будет иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 0, \text{ и мы сразу получим баланс давлений по углу } \varphi:$$

$$P(r, \varphi, \theta) + \frac{B^2(r, \varphi, \theta)}{8\pi} = \Pi(r, \theta). \quad (7)$$

Функция полного давления $\Pi(r, \theta)$ оказывается зависящей только от двух координат. Вдали от волокна, очевидно: $\Pi = P_{ex}(r) + \frac{B_{ex}^2(r)}{8\pi}$; здесь P_{ex} – внешнее давление, задаваемое гидростатической моделью солнечной атмосферы [2], B_{ex} – напряженность внешнего магнитного поля.

Запишем оставшиеся два компонента уравнения (5):

$$r: (M_A^2 - 1) \left(B_r \frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{B_\theta}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} - \frac{B_\theta^2}{r} \right) + B_r \left(B_r \frac{\partial M_A^2}{\partial r} + \frac{B_\theta}{r} \frac{\partial M_A^2}{\partial \theta} \right) = -4\pi \left(\frac{\partial \Pi(r, \theta)}{\partial r} + g \rho(r, \theta, \varphi) \right) \quad (8)$$

$$\theta: (M_A^2 - 1) \left(B_r \frac{\partial B_\theta}{\partial r} + \frac{B_\theta}{r} \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} + \frac{B_r B_\theta}{r} \right) + B_\theta \left(B_r \frac{\partial M_A^2}{\partial r} + \frac{B_\theta}{r} \frac{\partial M_A^2}{\partial \theta} \right) = -\frac{4\pi}{r} \frac{\partial \Pi(r, \theta)}{\partial \theta} \quad (9)$$

Компоненты поля \mathbf{B} могут быть выражены через функцию магнитного потока $A(r, \theta) = -\int_0^r b_\theta \sin \theta dr$ и некоторую безразмерную функцию $F(A, \varphi)$, зависящую от потока и φ -координаты (B_0 – единица измерения напряженности магнитного поля):

$$B_r = B_0 \cdot F(A, \varphi) \cdot b_r; \text{ где } b_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial A}{\partial \theta} \quad (10)$$

$$B_\theta = B_0 \cdot F(A, \varphi) \cdot b_\theta; \text{ где } b_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \quad (11)$$

Заметим, что выбор вида функции $F(A, \varphi)$ совершенно произволен: дивергенция магнитного поля остается равной нулю. Это позволяет нам моделировать конфигурации с параметрами, сложно зависящими от φ .

Если число Маха также является функцией переменных A и φ , то вторые круглые скобки в (8) и (9) обращаются в нуль, и решение поставленной задачи сводится к решению следующей системы уравнений:

$$(M_A^2 - 1)B_0^2 F^2(A, \varphi) \cdot \left(b_r \frac{\partial b_r}{\partial r} + b_\theta \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial b_r}{\partial \theta} - \frac{b_\theta^2}{r} \right) = -4\pi \left(\frac{\partial \Pi(r, \theta)}{\partial r} + g \rho(r, \theta, \varphi) \right), \quad (12)$$

$$(M_A^2 - 1)B_0^2 F^2(A, \varphi) \cdot \left(b_r \frac{\partial b_\theta}{\partial r} + b_\theta \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial b_\theta}{\partial \theta} + \frac{b_r b_\theta}{r} \right) = -\frac{4\pi}{r} \frac{\partial \Pi(r, \theta)}{\partial \theta}. \quad (13)$$

Правая часть уравнения (13) не зависит от угла φ , следовательно, надо положить: $(M_A^2(A, \varphi) - 1) \cdot F^2(A, \varphi) = C(A)$, где $C(A)$ – некая функция потока. Для простоты положим $C(A) = const = 1$. Как правило, солнечные волокна имеют максимальную толщину в середине и утончаются на концах, и, соответственно, течения плазмы в них максимальны в центре и исчезают на периферии. Это означает, что выбор функции $F(A, \varphi)$ должен быть таким, чтобы выражение: $M_A^2(A, y) = 1 - \frac{1}{F^2}$ было близко к единице в центре волокна и стремилось к нулю на его концах.

Проинтегрируем уравнение (13) по углу θ при постоянном значении r и получим формулу для расчета полного (газовое + магнитное) давления:

$$\Pi(r, \theta) = \Pi_{ex} - \frac{B_0^2 \cdot C}{4\pi} \left(\frac{b_\theta^2}{2} \Big|_0^\theta + r \int_0^\theta b_r \frac{\partial b_\theta}{\partial r} d\theta + \int_0^\theta b_r b_\theta d\theta \right). \quad (14)$$

Подставив полученное решение для Π в (12), найдем выражение для расчета плотности плазмы.

$$\begin{aligned} \rho(r, \theta, \varphi) = & -\frac{B_0^2 \cdot C}{4\pi g} \left(b_r \frac{\partial b_r}{\partial r} + \frac{b_\theta}{r} \frac{\partial b_r}{\partial \theta} - \frac{b_\theta^2}{r} \right) - \\ & - \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Pi_{ex} - \frac{B_0^2 \cdot C}{4\pi} \left(\frac{b_\theta^2}{2} + r \int_0^\theta b_r \frac{\partial b_\theta}{\partial r} d\theta + \int_0^\theta b_r b_\theta d\theta \right) \right) = \\ = & \rho_{ex} - \frac{B_0^2 \cdot C}{4\pi g} \left[b_r \frac{\partial b_r}{\partial r} + \frac{b_\theta}{r} \frac{\partial b_r}{\partial \theta} - \frac{b_\theta^2}{r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{b_\theta^2}{2} \Big|_0^\theta + r \int_0^\theta b_r \frac{\partial b_\theta}{\partial r} d\theta + \int_0^\theta b_r b_\theta d\theta \right) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

В последнем преобразовании мы учли, что $-\frac{1}{g} \frac{\partial \Pi_{ex}}{\partial r} = -\frac{1}{g} \frac{\partial P_{ex}}{\partial r} - \frac{1}{8\pi g} \frac{\partial B_{ex}^2}{\partial r}$.

Вторым слагаемым ввиду малого изменения внешнего магнитного поля с высотой мы пренебрегаем и получаем: $\rho_{ex} = -\frac{1}{g} \frac{\partial P_{ex}}{\partial r}$. Заметим, что найден-

ная плотность, как и полное давление, является функцией только двух переменных $\rho = \rho(r, \theta)$. Зная распределения давления и плотности, температуру находим из уравнения состояния идеального газа (4).

3. Модель солнечного волокна, лежащего на магнитной параллели

Для расчета параметров солнечного волокна мы задаем его магнитную структуру. Реальные волокна обычно представляют собой длинные, тонкие образования (длина много больше радиуса поперечного сечения). Свобода в выборе функций $A(r, \theta)$ и $F(A, \varphi)$ позволяет нам моделировать протуберанцы разной геометрии.

Разумеется, не для любых произвольно выбранных функций A и F мы получим адекватные распределения плазменного давления, плотности и температуры. Но задача в этом и заключается: подобрать такую конфигурацию магнитного поля, чтобы рассчитываемые по формулам (14), (15) и (4) термодинамические параметры плазмы соответствовали бы наблюдаемым. Известно, что температура протуберанца изменяется от нескольких тысяч К в самой холодной его части до нескольких десятков тысяч К на его краях. Плотность в протуберанцах в среднем на два порядка выше плотности окружающей короны и составляет $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 представлены 2 конфигурации магнитного поля волокна. Результаты расчета плазменных характеристик даны на рис. 2.

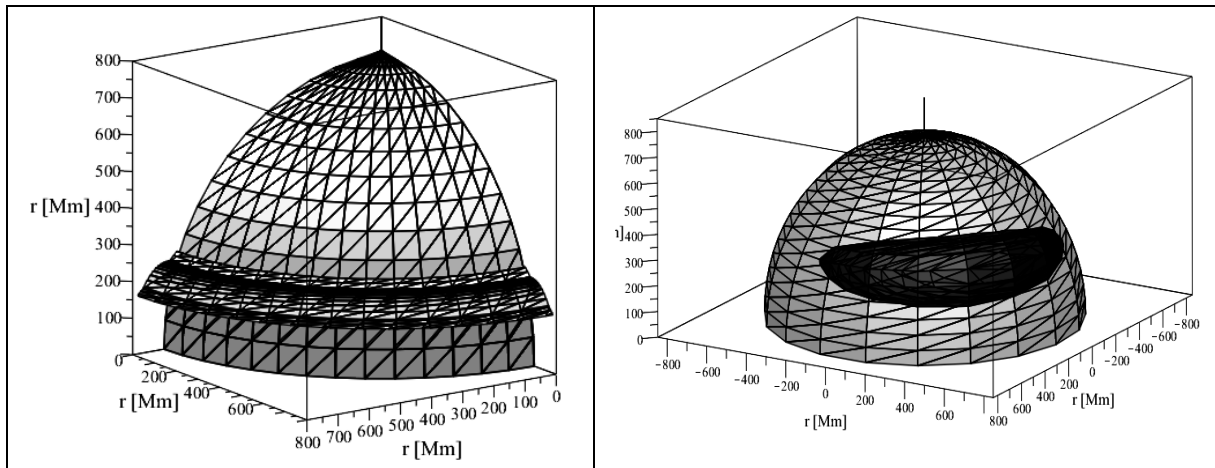


Рис. 1. Геометрическая форма спокойного солнечного протуберанца, лежащего на магнитной параллели. Принято $A(r, \theta) = R_{\odot}^2 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{225^2}\right) \cdot \sin^2(\theta) \cdot \exp\left(-30 \cdot \left(\theta - \frac{\pi}{4}\right)^2\right)$. Слева $F = 1$, зависимость от угла φ отсутствует, справа $F = \exp\left(-\left(\varphi - \frac{\pi}{4}\right)^2\right)$. Области сгущения линий и темный цвет соответствуют протуберанцу.

Мы получаем понижение температуры в волокне до ~ 7000 К и повышение концентрации до нескольких единиц на 10^{10} см^{-3} вблизи определен-

ного значения угла $\theta = \theta_0$ (см. рис. 2). Это означает, что наш протуберанец является уединенным образованием конечной ширины по магнитному меридиану. Сложнее строить зависимость термодинамических параметров от угла φ , т.е. вдоль волокна, т.к. напрямую функция $F(A, \varphi)$ входит только в формулу для расчета давления, но не плотности. Для этого придется вводить A как кусочно-непрерывную функцию.

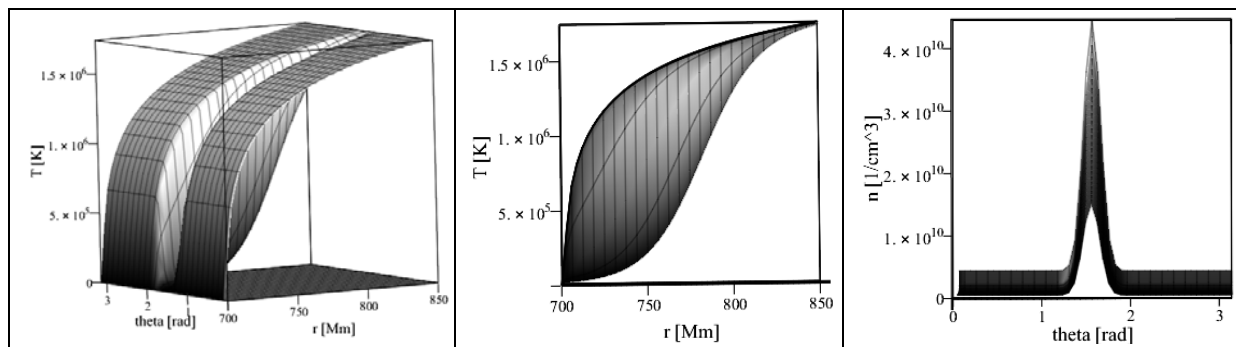


Рис. 2. Распределения температуры (две фигуры слева) и концентрации плазмы при фиксированном угле φ при следующем выборе функций:

$$A(r, \theta) = R_{\odot}^2 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{225^2}\right) \cdot \sin^2(\theta) \cdot \exp\left(-30 \cdot \left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^2\right), \quad F = \exp\left(-\left(\varphi - \frac{\pi}{4}\right)^2\right).$$

4. Заключение

Впервые предложена трехмерная модель солнечного волокна, лежащего на магнитной параллели, ориентация которой сфере может быть произвольна, поскольку полюс выбранной нами сферической системы координат не обязательно совпадает с полюсом Солнца. Используемый метод расчета стационарных трехмерных конфигураций магнитного поля и плазмы в сферической системе координат может быть применен для построения различных моделей крупномасштабных спокойных солнечных структур. Несмотря на ограничения в выборе магнитного поля (мы рассматриваем конфигурации, содержащие только два компонента – B_r и B_{θ}), изложенный подход открывает новые возможности для дальнейшего моделирования солнечных волокон конечной длины, в том числе с более сложной геометрией магнитного поля.

Литературы

1. Solov'ev A.A. & Kirichek E.A. // MNRAS, 2019, **482**, pp. 5290-5301.
2. Avrett, E.H. & Loeser, R. // Ap. J. Suppl. Ser., 2008, **175**, pp.229-276.

ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ТЕКУЩЕМ МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Костюченко И.Г.

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

THE FEATURES OF THE SOLAR ACTIVE REGIONS DISTRIBUTION DURING THE CURRENT SOLAR ACTIVITY MINIMUM

Kostyuchenko I.G.

Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow, Russia

The study of the active regions distribution at the solar surface provides an important information about the solar global magnetic field structure. It is expected that during the phase of solar minimum this structure is a dipole-like. The analysis of the active regions distribution at the solar surface during the current solar activity minimum (2018–2020 yy) is done on the base of the sunspot areas data and the magnetic data represented by the WSO synoptic maps. It was found that the sizable latitudinal and longitudinal asymmetry existed during all analyzed period: the sunspot groups and high magnetic fluxes are observed mainly in the Northern hemisphere, the majority of large sunspot groups and the most strong local magnetic fluxes are concentrated in the comparably narrow band of the Carrington longitudes. The rotational velocity of these “active longitudes” exceeds the Carrington velocity by of about 0.2 deg /day. The observed sunspots longitudinal pattern indicates the existence of long living local subphotospheric source of magnetic fluxes with a rotation period close to equatorial surface rotation rate. That can point on formation of non-axisymmetrical component of the solar global magnetic field by the mechanism of a solar dynamo.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-169-172

Введение

Структура глобального магнитного поля Солнца, выявляемая из наблюдательных данных, важна для построения моделей магнитного динамо среднего поля. В нелинейных моделях, создаваемых для объяснения вариации параметров цикла солнечной активности (СА), предполагается наличие пространственной асимметрии. В соответствии с классической теорией магнитного динамо, в фазе минимума СА глобальное магнитное поле Солнца считается дипольным, поэтому интересны наблюдаемые отклонения его структуры от осесимметричной.

В данной работе исследуется долготное распределение групп солнечных пятен в текущем минимуме СА на базе данных о координатах и площадях солнечных пятен сайта Dr. Lisa Upton и Dr. David Hathaway (<http://solarcyclescience.com/activerregions.html>) и Кисловодской Горной аст-

рономической станции (<http://www.solarstation.ru>). Они сопоставлены с положением областей повышенного значения магнитных потоков, полученным из магнитографических синоптических карт обсерватории Вилкокса (<http://wso.stanford.edu>).

Результаты

На рис. 1 представлены значения площади групп солнечных пятен в северном и южном полушариях с 09.2017 по 09.2020 года. Видна явная широтная асимметрия: основная пятенная активность сосредоточена в северном полушарии.

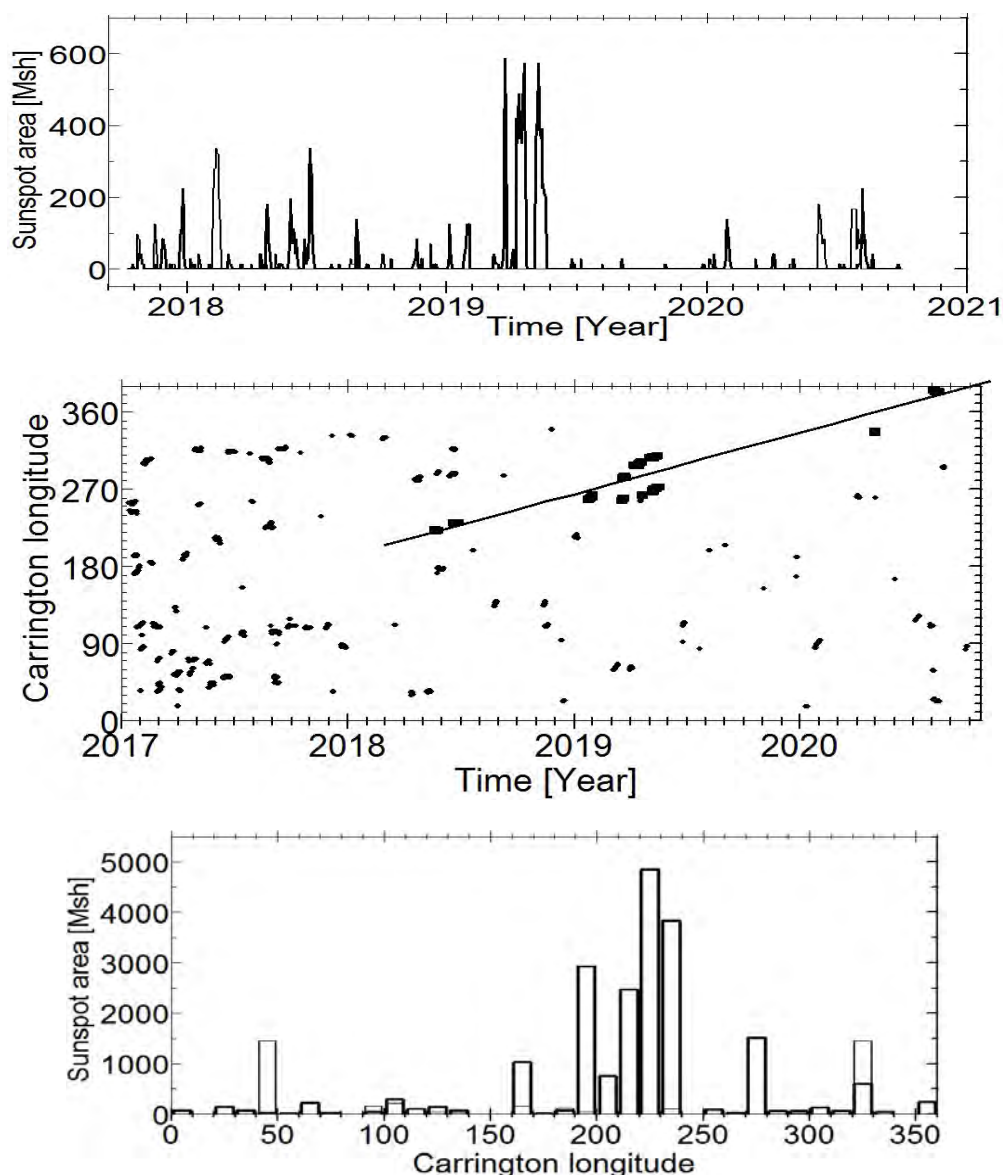


Рис. 1. Площади групп солнечных пятен суммированные по солнечному диску в северном полушарии (толстая линия) и южном (тонкая линия) – верхняя панель; долготно-временное распределение групп солнечных пятен – средняя панель; жирные квадраты соответствуют группам пятен, суммарные площади которых образуют пик на гистограмме долготного распределения пятен (нижняя панель). Для этих пятен сделана линейная интерполяция зависимости значения их кэррингтоновскй долготы от времени.

На этом же рисунке показана эволюция долготного распределения групп пятен северного полушария в течение рассматриваемого промежутка времени. Из графика видно, что после 2018 года группы солнечных пятен сосредоточены в узкой полосе долгот, в которой они последовательно появляются. Это говорит о возможном существовании долгоживущего источника концентрированных магнитных потоков солнечных пятен. Смещение со временем полосы активности в направлении больших долгот указывает на более высокую, чем Кэррингтоновская, скорость вращения предполагаемого источника. Аналогичная особенность наблюдалась в предыдущих минимумах солнечной активности [1,2], где превышение скорости вращения «активных долгот» над Кэррингтоновской было оценено приблизительно в 0.184 град/день.

Эта оценка была использована для коррекции долготы при построении гистограммы долготного распределения суммарной площади групп солнечных пятен за период с 2018.2 по 2020.9 год, которая приведена в нижней части рисунка 1. На гистограмме значения Кэррингтоновских долгот всех групп пятен пересчитаны в предположении их строго Кэррингтоновского вращения на момент начала этого интервала в 2018.2 году. Гистограмма показывает, что основной вклад в суммарную по диску площадь пятен дают те, которые образуют полосу «активных долгот».

Группы пятен, площади которых образуют центральную часть гистограммы (в диапазоне долгот 190 – 240 градусов), были выявлены по их скорректированной и текущей Кэррингтоновской долготы. Оказалось, что продолжительность их жизни составляла 3 – 10 дней. Выделение конкретных групп пятен, образующих полосу «активных долгот» (на графике они отмечены крупными квадратами) позволило уточнить скорость вращения их предполагаемого источника. Для них проведена линейная интерполяция зависимости их кэррингтоновской долготы от времени. Коэффициент корреляции составил 0.95 , превышение скорости над Кэррингтоновской составило 0.2 ± 0.02 град/день, что соответствует скорости вращения предполагаемого источника примерно 26.8 ± 0.2 дня.

На рисунке 2 показаны вариации значения магнитного потока в течение рассматриваемого временного интервала, полученного из магнитографических синоптических карт обсерватории Вилкоккс. Магнитный поток последовательно измеряется на центральном меридиане в полосе долгот шириной 5° , и был просуммирован по широте в диапазоне 0 – 45° и 0 – -45° . Видно, что, как и в случае временного ряда площадей солнечных пятен, после 2018 года наблюдается выраженная широтная асимметрия: основной магнитный поток сосредоточен в северном полушарии. Кроме того, в течение 2019 года область резкого увеличения магнитного потока наблюдается в узкой выделенной полосе Кэррингтоновских долгот, что соответствует графику вариации суммированной по солнечному диску площади групп солнечных пятен и их долготному распределению (рис. 1).

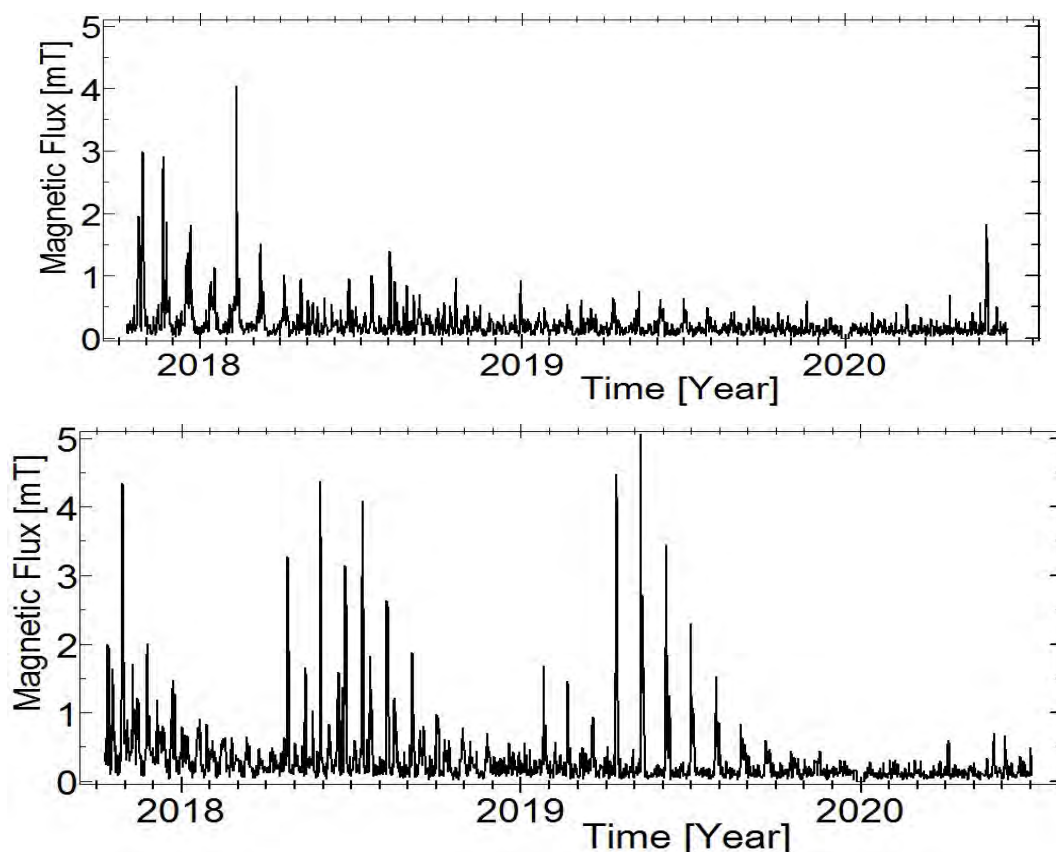


Рис. 2. Магнитный поток (миллиТесла), полученный из магнитографических синоптических карт обсерватории Вилкокс, измеренный на центральном меридиане в полосе долгот шириной 5° , и суммированный по широте в полосе $0 - 45^\circ$ – северное полушарие, верхняя панель, и $0 - -45^\circ$ – южное полушарие, нижняя панель

Выводы

Выявленная структура магнитных потоков пятен и флоккул в текущем минимуме СА подтверждает сделанный ранее вывод об их возможном локальном подфотосферном источнике, вращающимся с синодической скоростью вращения солнечной поверхности на экваторе.

Выраженная долготная асимметрия магнитных потоков флоккул и пятен указывает на устойчивую генерацию механизмом солнечного динамо в фазе минимума СА неосесимметричной компоненты глобального магнитного поля Солнца, наряду с дипольной.

Литература

1. *Benevolenskaya, E.E., Kostuchenko, I.G.* The Total Solar Irradiance, UV Emission and Magnetic Flux during the Last Solar Cycle Minimum // *J. of Astrophysics*, 2013, Vol. 2013, Article ID 368380, 1-9.
2. *Benevolenskaya, E.E., Kostuchenko, I.G.* Active Longitudes in Minima of Solar Activity // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2014, Vol. 54, No. 8, pp. 1–7.

АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ В МАКСИМУМАХ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

Крамьнин А.П., Михалина Ф.А.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ИПА РАН, Уссурийск, Россия

ACTIVE LONGITUDES AT THE MAXIMA OF SOLAR CYCLES

Kramynin A.P., Mikhailina F.A.

Ussuriisk astrophysical observatory IAA RAS, Ussuriisk, Russia

The dynamics of "active longitudes" over the years of cycle maxima is studied by decomposing the sunspot number series into natural orthogonal functions. It is found that 3 terms of the expansion are sufficient to describe 90% of the variations of the series under study. According to the first component of decomposition (contribution of 82%), 4 "active elements" are identified, the power of which is fully regulated by the secular cycle of solar activity.

The effect of switching the position of neighboring "active longitudes" by approximately 90° is revealed, which may be due to global fluctuations in the shape of the toroidal field. The drift of «active longitudes» in the southern hemisphere and its absence in the Northern hemisphere is established.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-173-176

Фундаментальным при изучении активных долгот является вопрос о том, насколько они устойчивы [1] и библиография к ней. Традиционным методом выделения активных долгот является построение диаграмм долготного распределения индексов солнечной активности в фиксированных долготных интервалах за большой промежуток времени не менее 5–6 лет. Часто вместо таких диаграмм строят так называемые солнечные календари, которые также основываются на синодическом периоде вращения Солнца вокруг своей оси 27,275 суток, который соответствует вращению Солнца на широте 14°. Иногда для выделения активных долгот вместо солнечных используют «бартельсовские» календари, в которых на основе данных о геомагнитной активности принят синодический период вращения Солнца 27 суток, соответствующий широте 8°. В последнее время также используется метод изолиний, в котором проводится усреднение двумерных карт распределения индексов солнечной активности, построенных в координатах широта-долгота в кэррингтоновской системе координат. Многочисленные исследования указывают не только на жесткое вращения активных долгот, но и наличие у них регулярного дрейфа, который может появиться, например, из-за отличия скорости вращения «активных долгот» от скорости вращения, используемой системы координат.

Известно, что угловая скорость вращения пятен на Солнце убывает с удалением от экватора. Поэтому группы пятен в кэррингтоновской системе

координат, расположенные выше широты 14° , за время их существования сдвигаются к востоку, а лежащие ближе к экватору – к западу. Учитывая, что «активные долготы» населены, прежде всего, мощными активными образованиями, которые чаще всего появляются в годы максимумов 11-летних циклов, то и активные долготы должны быть лучше выражены в годы максимумов. Кроме того известно, что жесткое (или почти жесткое) вращение, строго говоря, также характерно для эпохи максимума цикла. Учитывая также, что средняя широта образования солнечных пятен в максимумах циклов около 14° , где вращение Солнца близко к периоду вращения кэррингтоновской системы координат 27,275 суток. Из всего сказанного следует, что было бы интересно проследить динамику активных долгот именно по годам максимумов циклов.

Для исследования использовались данные наблюдений групп солнечных пятен следующих обсерваторий: Гринвич за 1874–1982 гг. www.ngdc.noaa.gov, Пулково за 1954–2018 гг. www.solarstation.ru и Уссурийской обсерватории за 1954–2018 гг. www.uafo.ru.

Данные были представлены в виде матрицы N_{ij} , строки которой показывали число групп солнечных пятен в j -том долготном интервале в i -тый год. Матрицы были сформированы как для всего исследуемого интервала 1874–2018 гг., так и только для годов максимумов циклов, отдельно для северного и южного полушарий Солнца.

Для того чтобы разделить влияние, возможно, разных независимых факторов, влияющих на распределение числа групп солнечных пятен по долготе и оценить вклад каждого фактора в общие вариации исследуемого параметра, использовался метод разложения матрица N_{ij} на естественные ортогональные функции (Е.О.Ф.) [2] в виде:

$$N_{ij} = \sum T_{ki} L_{kj},$$

где N_{ij} – число групп солнечных пятен в i -тый год в j -том долготном интервале. L_{kj} – k -тая координатная функция, которая описывает, в нашем случае, усредненные особенности годового распределение числа групп солнечных пятен по долготе под воздействием k -того фактора. T_{ki} – сопряженная с L_{kj} временная функция, которая описывает изменение амплитуды этого усредненного k -того годового долготного распределения со временем. Т.е. соответствующая временная функция несет всю информацию об изменениях во времени числа групп солнечных пятен в j -том долготном интервале под действием k -того фактора. В данной работе приведены результаты исследования динамики «активных долгот» по годам максимумов 11-летних циклов.

Разложение матрицы N_{ij} , для годов максимумов циклов, на Е.О.Ф. быстро сходится. Достаточно 3-х членов разложения, чтобы описать 90% вариаций ряда. Причем вклад первого компонента разложения $\sim 82\%$. Сравнение первой координатной функции рис. 1 с соответствующим

усредненными долготными распределениями, полученными методом наложенных эпох, показывают их подобие (коэффициент корреляции 0,96 для северного и 0,97 южного полушарий Солнца). Что касается временных функций, то они с высокой степенью подобны изменению суммарного числа солнечных пятен в годы максимумов (коэффициент корреляции 0,99) ход, которых описывает вековые колебания солнечной активности.

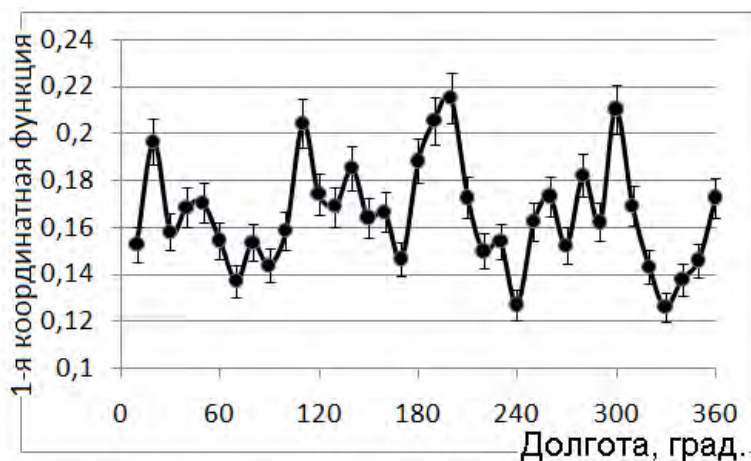


Рис. 1. Первая координатная функция для северного полушария

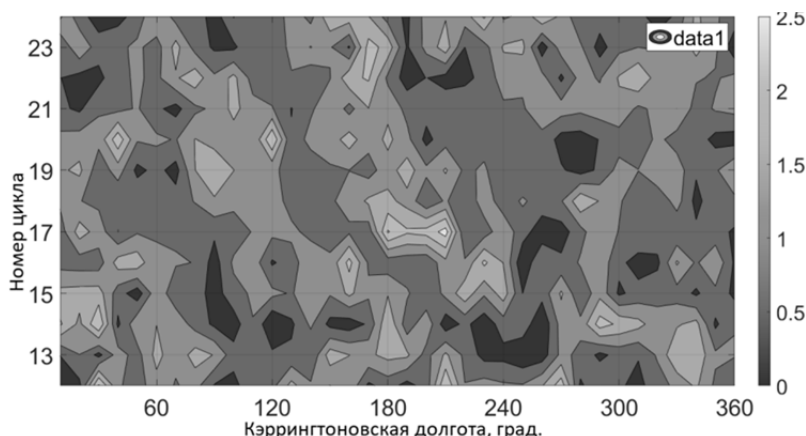


Рис. 2. Динамика «активных долгот» в южном полушарии

На рис. 1 видим, что в северном полушарии хорошо выделяются 4 «активных долготы». В южном полушарии наблюдается несколько иная картина. Чтобы это понять, рассмотрим не усредненные долготные распределения, а проследим динамику изменения годовых долготных распределений от одного максимума к другому. На рис. 2 видим, что размазанный вид усредненного по всем годам долготного распределения пятен в южном полушарии связан с наличием дрейфа «активных долгот».

На рис. 2 также хорошо видно наличие 4-х «активных долгот».

2-ая координатной функция (вклад 4,8%) и ее временная функции – знакопеременны (см. рис. 3), что приводит время от времени перескоку

положения наблюдаемой пары «активных долгот», примерно, на 90° . Подобное поведение «активных долгот» можно связать с глобальными колебаниями формы тороидального поля Солнца. Также можно предположить, что одновременно на Солнце наблюдаются 2 «активных долготы», а 4 – это результат усреднения за большой промежуток времени.

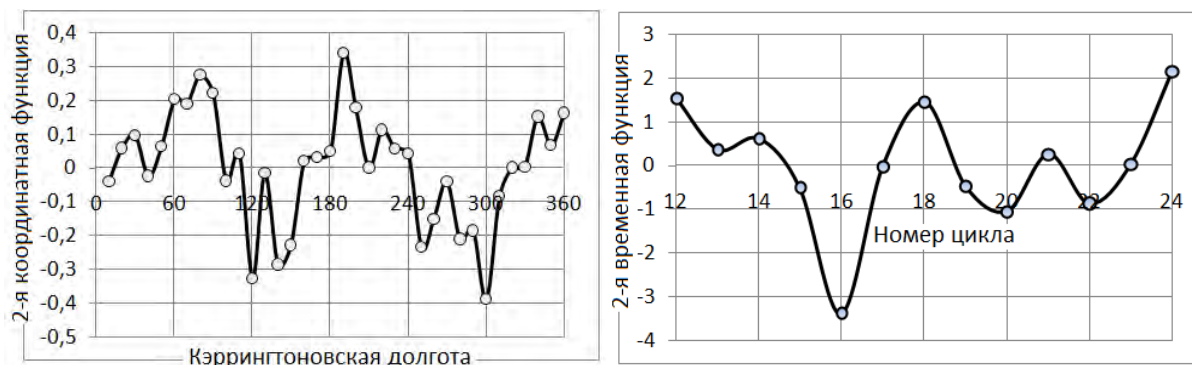


Рис. 3. 2-я координатная слева и соответствующая ей временная функция

Итак, установлено, что ряды разложения довольно быстро сходятся. Достаточно 3-х членов разложения, чтобы описать 90% вариаций исследуемых рядов. Причем вклад первого компонента разложения более $\sim 82\%$. По первому компоненту разложения выявляется наличие 4-х «активных долгот». При этом вид первой координатной функции подобен долготному распределению, полученному методом наложенных эпох, а связанные с ними временные функции полностью определяется вековым циклом солнечной активности.

По второму компоненту разложения выявляется эффект переключения положения соседних «активных долгот», который, возможно, связан с глобальными колебаниями формы тороидального поля.

Выявлен дрейф активных долгот в южном полушарии, связанный с отличием скорости их вращения от вращения кэррингтоновской системы координат. В северном полушарии скорость вращения совпадает с кэррингтоновской.

Литература

1. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятно-образовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986.
2. Вертлиб А.Б., Копецкий М., Куклин Г.В. Опыт применения разложения по естественным ортогональным функциям некоторых индексов активности // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца: Иркутск, Вып. 2, С. 194-209. 1971.

КЛИМАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ И РАЗЛИЧНЫЕ РЕКОНСТРУКЦИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ КОСМОГЕННЫХ ИЗОТОПОВ

Кудрявцев И.В.^{1,2}

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

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

THE CLIMATIC CHANGES AND DIFFERENT RECONSTRUCTIONS OF SOLAR ACTIVITY ON THE BASIS OF COSMOGENIC ISOTOPES

Kudryavtsev I.V.^{1,2}

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

The cosmogenic isotopes ^{14}C and ^{10}Be are often used for reconstruction of solar activity in the past. But sometimes the different reconstruction result in various results. The possible reasons of distinctions of the results of the various reconstructions of solar activity on the basis of cosmogenic isotopes in the past are considered. Influence of climatic changes on the initial data can be origin of these distinctions.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-177-180

1. Введение

К настоящему времени имеется большое количество реконструкций скорости генерации космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be в атмосфере Земли и солнечной активности (СА) в прошлом (например, [1–7]) на основе этих изотопов. Данные изотопы образуются под действием частиц галактических космических лучей (ГКЛ) и солнечных космических лучей (СКЛ) в атмосфере Земли. Образовавшийся в атмосфере Земли изотоп ^{14}C в составе углекислого газа участвует в углеродном обмене между природными резервуарами, усваиваются деревьями и накапливаются в годичных кольцах деревьев, образцы которых используются при лабораторном анализе. Изотоп ^{10}Be , в отличие от изотопа ^{14}C , не участвует в обмене между природными резервуарами, а осаждается из атмосферы и накапливается в ледниках, например, Антарктиды и Гренландии.

2. Реконструкции на основе радиоуглеродных данных

В ходе лабораторных измерений определяют отклонения от стандарта отношения содержания изотопа ^{14}C в годичных кольцах к содержанию стабильного изотопа ^{12}C и, после этого, в атмосфере Земли ($\Delta^{14}\text{C}$). С другой стороны, для расчета скорости образования изотопа ^{14}C необходимо знать абсолютное содержание этого изотопа ^{14}C в атмосфере, которое может быть определено на основе $\Delta^{14}\text{C}$ и содержания углекислого газа в ат-

мосфере Земли. Следовательно, что для более точного определения абсолютного содержания ^{14}C в прошлом, находящегося в составе атмосферного CO_2 , необходимо использовать наиболее точные данные по содержанию CO_2 в атмосфере. Так в работе [1] используется приведенная в работе [8] реконструкция содержания CO_2 (рисунок 1, кривая 1). Авторы работы [1] пришли к выводу, что во время минимумов СА Шперера и Маундера скорость генерации изотопа ^{14}C была существенно выше, чем во время минимума Дальтона. В работах [5, 6, 9] при вычислениях использовалась реконструкция [10] (рисунок 1, кривая 2). Как видно из рисунка эта реконструкция более детальна. При этом относительное уменьшение концентрации CO_2 сравнимо и изменением $\Delta^{14}\text{C}$.

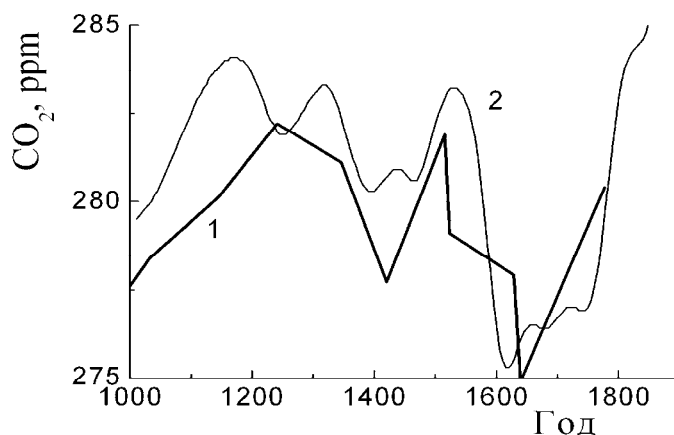


Рис. 1. Температурные реконструкции [8] (кривая 1) и [10] (кривая 2).

Следующим фактором, влияющим на точность реконструкции, является учет климатических изменений на обмен углеродом между природными резервуарами, что было отмечено в работе [11]. В работе [9] было показано, что во время Малого Ледникового Периода (МЛП) необходимо учитывать изменение скорости перехода радиоуглерода из верхнего слоя океана в атмосферу в результате изменения глобальной температуры. При этом резкое уменьшение содержания CO_2 в атмосфере в 16 и в начале 17 века [12] может быть результатом поглощения углекислого газа океаном из атмосферы при уменьшении глобальной температуры во время МЛП (рисунок 1). В результате учета этих двух факторов было показано [5, 6], что скорости генерации изотопа и числа Вольфа во время минимума Маундера и Дальтона могла быть сравнимы. В пользу этого говорит и тот факт, что во время минимума Дальтона числа Вольфа опускались до минимально возможного значения, до нуля. Ситуация с минимумом Шпёрера более сложная из-за различия в используемых температурных реконструкциях, хотя надо учитывать что (как отмечено выше) числа Вольфа опускались во время минимума Дальтона до минимально возможного значения.

3. Реконструкции на основе содержания изотопа ^{10}Be в ледниках Антарктиды и Гренландии

Данные по содержанию изотопа ^{10}Be в слоях льда Антарктических и Гренландских ледников также используются для реконструкции СА. В работе [2] приводится ряд таких реконструкций, и показана противоречивость результатов при использовании данных из Антарктиды и Гренландии. В настоящее время нет однозначного ответа на причину этих различий. Причины могут быть как в различии используемых данных, так и во влиянии климата. Для реконструкции СА необходимо использовать скорость генерации этого изотопа в Земной атмосфере, которая связана со скоростью осаждения сложной зависимостью и эта зависимость различается для различных скважин даже в Гренландии [7]. Кроме этого, не у всех данных присутствует скорость осаждения ^{10}Be , в ряде случаев измерено только концентрация изотопа ^{10}Be в слоях льда. Однако концентрация и скорость осаждения ^{10}Be связаны друг с другом с помощью скорости роста ледника, которая, как известно, зависит от вариаций климата. На рисунке 2А приведено отношение потока изотопа ^{10}Be на поверхность ледника [13](Dome Fuji, Антарктида) к концентрации (атомов на грамм льда). Как видно из данного рисунка скорость роста ледника менялась до двух раз. Изменчивость скорости роста ледника наблюдается и для скважины NGRIP, Гренландия [14].

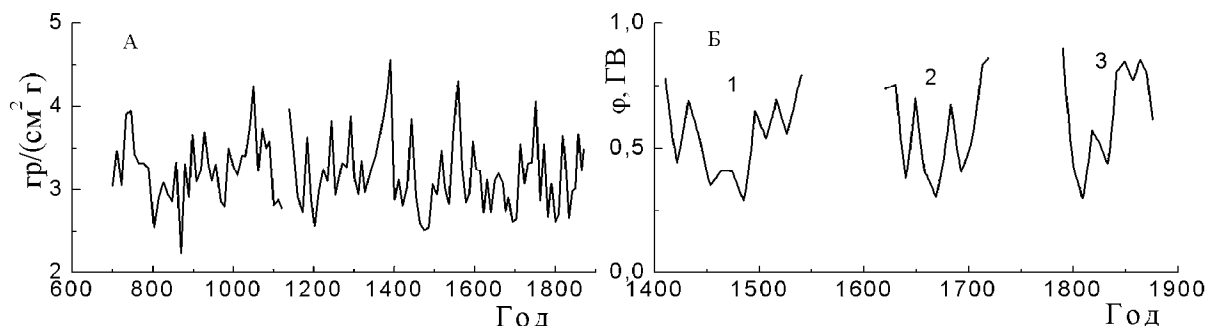


Рис. 2. Скорость роста ледника в Антарктиде (Dome Fuji) [13] (А) и реконструкции гелиосферного модуляционного потенциала ϕ .

В работах [15] показано, что при использовании данных [14] реконструкция гелиосферного модуляционного потенциала ϕ может давать сравнимые значения для минимумов Шперера, Маундера и Дальтона. Рассмотрим, в каком случае подобный результат может быть получен и при использовании данных [13]. На рисунке 2Б приведены участки реконструкций ϕ для различных отношений скорости образования изотопа ^{10}Be (атом/(см² с)) в атмосфере к концентрации этого изотопа в слоях льда (атом/гр), рассчитанного аналогично [15, 16]. Для участков 1, 2 и 3 эти отношения равны соответственно $2.3 \cdot 10^{-7}$, $2.6 \cdot 10^{-7}$ и $3 \cdot 10^{-7}$. В этом случае значения ϕ во время минимумов Шперера, Маундера и Дальтона практически равны. Поэтому для надежной реконструкции скорости образования

изотопа ^{10}Be необходимо иметь хорошо установленную связь концентрации (скорости осаднения) изотопа ^{10}Be со скоростью их образования в атмосфере в прошлые столетия и тысячелетия для каждой скважины.

Еще одной возможной причиной различий результатов реконструкций скорости образования ^{10}Be в атмосфере Земли может быть временное разрешение данных. Для сравнения глобальных минимумов СА с минимумов Дальтона надо учитывать, что длительность этого минимума была мала – числа Вольфа падали до нуля только в течение одного года. Минимумы Шпёрера и Маундера более длительные, поэтому использование усредненных данных будет искажать результат реконструкции. Тогда становится понятным, почему различаются реконструкции на основе Гренландских и Антарктических данных. В настоящее время только данные NGRIP представляют годовые значения концентрации изотопа ^{10}Be в слоях льда и скорость его осаднения. В [15, 16] приводятся реконструкции ГМП с использованием скорости осаднения изотопа ^{10}Be для скважины NGRIP [14] и показано, что скорость генерации этого изотопа опускается до нулевых значений во время минимумов Шперера, Маундера и Дальтона. Подобный результат был получен в [2] при использовании данных о концентрации ^{10}Be слоях в образцах NGRIP. При этом надо отметить, что значения ГМП не могут опускаться ниже нуля согласно определению данной функции.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 18-02-00583 и 19-00088.

Литература

1. Roth R. and Joos F. // *Clim. Past*, 2013, V. 9, P. 1879.
2. Muscheler R. et al. // *Solar Physics*, 2016, V. 291, P.3025.
3. Usoskin I.G. et al. // *Astronomy & Astrophysics*, 2014, V.562. L10. 4 pp.
4. Usoskin I.G. et al. // *Astronomy & Astrophysics*, 2015, V.581, A95.
5. Kuleshova A.I. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, V.55. P.1071.
6. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2016. V.56. P. 998.
7. Ogurtsov M.G. // *Astronomy Letters*. V.44. P.278-288. 2018.
8. Monnin E. et al. // *Earth and Planetary Science Letters*, 2004, V. 224, P. 45.
9. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geochronometria*, 2014, V. 41, No. 3, P. 216.
10. Etheridge D.M. et al., 1998, <http://cdiac.ornl.gov/ftp/trends/co2/lawdome.smoothed.yr75>.
11. Дергачев В.А., Остряков В.М. // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме "Астрофизические явления и радиоуглерод". Тбилиси 13–15 октября 1976 г., Тбилиси. С. 177-182. 1978.
12. SILSO, World Data Center-Sunspot Number and Long-term Solar Observations, Royal Observatory of Belgium, <http://www.sidc.be/SILSO>
13. Horiuchi K et al. // *Quaternary Geochronology*, 2008, V.3, P. 253.
14. Berggren A.-M. et al. // *Geophys. Res. Lett.*, 36, L11801.
15. Кудрявцев И.В. // Сборник трудов ежегодной конференции "Солнечная и солнечно-земная физика – 2019", С. 245.
16. Kudryavtsev I.V. // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2020. V.60, в печати.

О ГЕНЕРАЦИИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ РАЗРЫВЕ ТОКОВОГО СЛОЯ

Кудрявцев И.В.

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

ON THE GENERATION OF ION-SOUND WAVES IN SOLAR PLASMA DURING THE BREAKING OF THE CURRENT SHEET

Kudryavtsev I.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

According to modern representations the processes of particle acceleration and plasma jet generation are connected with the breaking of the current sheet. It is known that the breaking of the current sheet in plasma form electric field which result in the drift of the thermal electrons. The stream of the thermal electrons, in turn, results in excitation of the ion-sound waves. The features of generation of the ion-sound waves in solar plasma during the breaking of the current sheet are considered. The strong anisotropy of the generation of these waves take place.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-181-184

К настоящему времени имеется множество работ, посвященных моделированию распространения быстрых электронов в солнечной плазме и определению параметров генерируемого ими электромагнитного излучения [1–7]. В большинстве этих работ учитываются кулоновские столкновения частиц и изменение магнитного поля вдоль направления распространения электронов [8–10]. В ряде работ (например, [10–13]) учитывается взаимодействие быстрых электронов с ленгмюровскими волнами. Меньшее внимание уделяется влиянию ионно-звуковых волн, хотя они могут оказывать существенное влияние на распространение быстрых электронов в солнечной плазме [14, 15] и взаимодействовать с ленгмюровскими волнами (например [16]). Поэтому представляется актуальным остановиться на особенностях, которые необходимо учитывать при рассмотрении процессов с участием ионно-звуковых волн во вспышечной плазме и которые могут возбуждаться при разрыве токовых слоев. По современным представлениям, процессы ускорения частиц в солнечной плазме и выбросов сгустков плазмы связаны с разрывом токовых слоев. На это указывает в частности временная структура жесткого рентгеновского излучения, показывающая, что процессы энерговыделения во время солнечных вспышек носят импульсный характер с характерными временами десятки миллисекунд (например, [17]).

Хорошо известно, что ионно-звуковые волны могут существовать в плазме, когда электронная температура T_e много больше температуры

ионов (протонов) T_i , т.е. когда $T_e \gg T_i$. Известно [18, 19], что при разрыве токовых слоев происходит генерация электромагнитного поля, которое приводит к ускорению частиц плазмы. Так как процесс ускорения носит импульсный характер с характерными временами в десятки мс, которые существенно превышают периоды ионно-звуковых колебаний, то в рассматриваемом случае можно ограничиться рассмотрением отклика плазмы на появление постоянного электрического поля E_0 . Появление такого электрического поля приводит к регулярному движению электронов плазмы со скоростью дрейфа u_e [20]

$$u_e = eE_0 / (mv_e) \quad , \quad (1)$$

где e и m – заряд и масса электрона; v_e – частота электронных столкновений.

Если скорость u_e меньше тепловой скорости электронов v_{Te} , то возможна генерация волн в области частот $kv_{Ti} \ll \omega \ll kv_{Te}$, где k и ω – волновое число и частота генерируемых волн [20]. При этом для ω и инкремента раскочки волн γ имеются следующие выражения [20]

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2 / (k^2 v_{Te}^2)} \quad ; \quad \gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{M}{m} \frac{\omega^4}{k^3 v_{Te}^3} \left(1 - \frac{u_e}{\omega/k} \cos \vartheta\right) \quad , \quad (2)$$

где M и m – масса протона (для водородной плазме) и электрона соответственно; угол ϑ – это угол между направлением скорости u_e и направлением распространения волны (т. е. направлением волнового вектора \mathbf{k});

$$\omega_{pi} = \sqrt{4\pi e^2 n_i / M} \quad ; \quad \omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m} \quad ; \quad v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m} \quad .$$

При наличии электрического поля $u_e \neq 0$ и, как видно из (2), возможно возбуждение ионно-звуковых волн при выполнении условия

$$\frac{u_e}{\omega/k} \cos \vartheta > 1 \quad , \quad (3)$$

когда γ становится положительным, т.е. когда дрейфовая скорость u_e превышает фазовую скорость волн ω/k .

Проанализируем выражения (2-3) для характерных значений концентрации и температуры солнечной плазмы. На рисунке 1А приведен график отношения частоты ионно-звуковых колебаний, описываемых выражением (2) к волновому числу k при $T_i = 10^6 \text{K}$ и $T_e = 1 \cdot 10^7 \text{K}$, $T_e = 2 \cdot 10^7 \text{K}$, $T_e = 4 \cdot 10^7 \text{K}$ при концентрации частиц плазмы $n_i = n_e = 10^{10} \text{см}^{-3}$. Как было отмечено выше, область рассматриваемых частот $kv_{Ti} \ll \omega \ll kv_{Te}$, т.е. для фазовые скорости колебаний должны существенно превышать тепловую скорость протонов, но быть значительно меньше тепловой скорости электронов. Для указанных выше значений T_e и T_i имеем $v_{Ti} \approx 9.1 \cdot 10^6 \text{см/с}$ и

$v_{Te} \approx 1.2 \cdot 10^9$ см/с, $1.7 \cdot 10^9$ см/с, $2,5 \cdot 10^9$ см/с. Как видно из рисунка 1А, данное условие выполняется для длинноволновой части колебаний ($k < 10$ см⁻¹). Спектр колебаний приведен на рисунке 1Б. Теперь проанализируем область углов и волновых чисел, при которых возможна генерация волн. Из условия (3) следует, что при $u_e > \omega/k$ существует область углов, для которых будет происходить раскочка ионно-звуковых волн. Рассмотрим случай, когда дрейфовая скорость u_e меньше тепловой скорости электронов. В этом случае напряженность электрического поля не превышает значение Дрейсера и электроны не переходят в режим убегания.

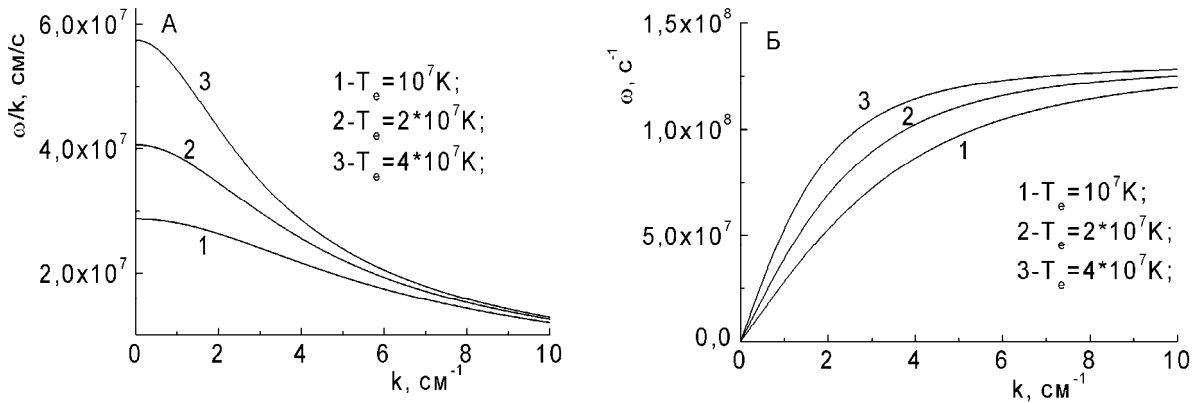


Рис. 1. А – фазовая скорость ионно-звуковых колебаний; Б – частота колебаний.

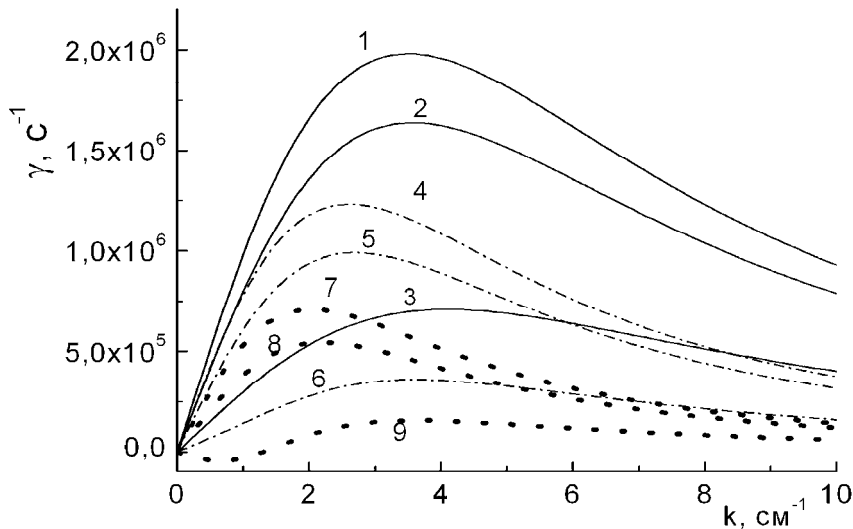


Рис. 2. Инкремент возбуждения ионно-звуковых колебаний при:
 1 – $T_e = 10^7$ К, $\vartheta = 0$; 2 – $T_e = 10^7$ К, $\vartheta = 30^\circ$; 3 – $T_e = 10^7$ К, $\vartheta = 60^\circ$;
 4 – $T_e = 2 \cdot 10^7$ К, $\vartheta = 0$; 5 – $T_e = 2 \cdot 10^7$ К, $\vartheta = 30^\circ$; 6 – $T_e = 2 \cdot 10^7$ К, $\vartheta = 60^\circ$;
 7 – $T_e = 4 \cdot 10^7$ К, $\vartheta = 0$; 8 – $T_e = 4 \cdot 10^7$ К, $\vartheta = 30^\circ$; 9 – $T_e = 4 \cdot 10^7$ К, $\vartheta = 60^\circ$.

На рисунке 2 приведены результаты расчета инкремента возбуждения ионно-звуковых колебаний для $u_e = 10^8$ см/с для трех углов $\vartheta = 0, 30^\circ, 60^\circ$ и для трех указанных температур. Отчетливо видна анизотропия генерации волн (например, кривые 1, 2 и 3) и температурная зависимость их генерации (кривые 1, 4 и 7). При $T_e = 4 \cdot 10^7$ К и $\vartheta = 60^\circ$ инкремент γ (кривая 9)

остается отрицательным при $k < 1.3 \text{ см}^{-1}$, колебания не возбуждаются. Максимум генерации волн приходится на диапазон волновых чисел $2\text{--}4 \text{ см}^{-1}$. Очевидно, что при $\vartheta > 90^\circ$ возбуждение волне не происходит, а максимум возбуждения соответствует направления дрейфа электронов не-изотермической плазмы под действием электрического поля.

Сформулируем основные особенности возбуждаемых ионно-звуковых волн при разрыве токового слоя, которые необходимо учитывать при моделировании процессов с участием этих волн в солнечной плазме:

1) Возбуждение ионно-звуковых колебаний при разрыве токового слоя носит анизотропный характер с максимумом вдоль направления дрейфа электронов плазмы. Поэтому следует ожидать, что в этом случае угловое распределение ионно-звуковых колебаний будет анизотропным;

2) Возбуждение ионно-звуковых волн наиболее эффективно будет происходить для волн с малыми волновыми числами (в рассматриваемом случае $k < 10 \text{ см}^{-1}$), что будет определять спектр этих волн. Максимум генерации волн приходится на диапазон волновых чисел $2\text{--}4 \text{ см}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. *Скрынников Ю.И., Сомов Б.В.* // В сб. "XII Ленинградский семинар по космофизике", под ред. В.А. Дергачева, Г.Е. Кочарова, С.72, Ленинград, ЛИЯФ, 1982, 208 с.
2. *Gorbikov S.P. and Melnikov V.F.* // *Mat. Model.*, 2007, v. 19, p. 112.
3. *Kel'ner S. R. and Skrynnikov Yu. I.* // *Sov. Astron.*, 1985, V. 29 p. 445.
4. *Guzman A. B. et al.* // *Astron. Rep.*, 1996, V. 40(2), p. 246.
5. *Reznikova V.E. et al.* // *Astrophys. J.*, 2009, V. 697, p. 735.
6. *Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.* // *ЖТФ*, 2012, т. 82(10), с. 50-57.
7. *Kudryavtsev I.V., Charikov Y.E.* // *Geomag. and Aeron.*, 2012, v.52, p. 875.
8. *Zharkova V.V. et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2010, vol. 512, p. A8.
9. *Melnikov V.F. et al.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2013, v. 53(7), p. 863.
10. *Железняков В.В., Зайцев В.В.* // *Астроном. журнал*, 1970, Т.47, с. 60.
11. *Kontar E.P. et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2012, vol. 539, A43.
12. *Ratcliffe H. et al.* // *Astronomy & Astrophysics*, 2014, V.572, A111.
13. *Kudryavtsev I.V. et al.* // *Geomag. and Aeron.*, 2019, V. 59, P. 838.
14. *Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.* // *Астрономический Журнал*, 1991, V. 68(4-6), С. 825.
15. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* // *Geomagn. and Aeron.*, 2016, v. 56, p. 1068.
16. *Kontar et al.* // *Astronomy and Astrophysics*, 2012. V. 539, A43.
17. *Dmitriev P.B. et al.* // *Solar System Research*, 2006, v. 40(2), p. 142.
18. *Sakai J.-I. and De Jager C.* // *Space Science Reviews*, 1996, V. 77, p.1.
19. *Chargeishvili B. et al.* // *Solar Physics*, V. 145. p. 297.
20. *Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме (серия "Современные проблемы физики"). Наука. Москва, 1975. 256 с.

СКОРОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ КОСМОГЕННОГО ИЗОТОПА ^{14}C , ГЕЛИОСФЕРНЫЙ МОДУЛЯЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ И ВАРИАЦИИ КЛИМАТА ЗЕМЛИ В СРЕДНЕМ ГОЛОЦЕНЕ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Дергачев В.А.¹

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

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

RADIOCARBON PRODUCTION RATE, HELIOSPHERIC MODULATION POTENTIAL AND CLIMATE VARIATIONS DURING THE MIDDLE HOLOCENE

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Dergachev V.A.¹

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

Results of reconstruction of the radiocarbon production rate and of the heliospheric modulation potential based on the radiocarbon data during 8000-0 BC are presented. The reconstruction takes into account change of the global temperature, increase of CO₂ concentration in the Earth's atmosphere and change of vegetation. The obtained reconstruction reflects the variations in activity of the Sun. It is shown that in the 5000-3000 BC time interval the solar activity could be increased with a sharp drop of about 3000 BC, which corresponded to a decrease in the global surface temperature.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-185-188

Данные по содержанию космогенного изотопа ^{14}C в годовых кольцах деревьев позволяют реконструировать скорость образования этого изотопа в атмосфере Земли под действием космических лучей в прошлом. Это позволяет изучать историю активности Солнца. В научной литературе традиционно ограничивались проведением реконструкций солнечной активности на основе радиоуглеродных данных только для Голоцена. В этих реконструкциях не учитываются изменения в углеродной обменной системе, связанные с изменением земного климата. Однако в работе [1] было показано, что изменение климата в течение Малого Ледникового Периода влияет на результаты реконструкций и это необходимо учитывать при расчетах скорости генерации изотопа ^{14}C в атмосфере. В работах [2, 3] была построена модель, описывающая изменение радиоуглеродной обменной системы при изменении климата после последнего глобального оледенения, позволяющая реконструировать скорость генерации ^{14}C [4] и гелиосферный модуляционный потенциал (ГМП) [5] на временном интервале 17000–5000 лет до нашей эры (н.э.). Данный временной интервал характеризуется окончанием последнего ледникового периода и переходом к Голоцену – достаточно теплomu периоду, который длится до настоящего времени. При переходе от Ледникового Периода к Голоцену, как известно, происходили

увеличения глобальной температуры [6, 7] и концентрации углекислого газа в атмосфере Земли [8]. Учет влияния этих изменений на скорость перехода радиоуглерода из верхнего слоя океана в атмосферу и из атмосферы в биосферу позволил реконструировать скорость генерации изотопа ^{14}C в земной атмосфере [4] и ГМП [5]. Для этого использовалась линейная зависимость от температуры скорости перехода радиоуглерода из верхнего слоя океана в атмосферу:

$$\lambda_{mOa} = (1 + k_1 \cdot \Delta T) \lambda_{mOa}^0 \quad (1)$$

где ΔT – аномалии глобальной температуры [6, 7]. Величина коэффициента k_1 находится в интервале $(0.04-0.05)\text{K}^{-1}$.

В качестве начального момента времени t_1 был выбран 17000 год до н.э. Для скорости перехода радиоуглерода из атмосферы в биосферу более сложная зависимость:

$$\begin{aligned} \lambda_{ab} &= \lambda_{ab}^I \text{ при } t_1 < t < t_2 \\ \lambda_{ab} &= \lambda_{ab}^I (1 + k_2 (T(t) - T(t_1)) \sqrt{t - t_2}) \text{ при } t_2 < t < t_3 \end{aligned} \quad (2)$$

где t_2 – момент времени, в который начинает изменяться скорость перехода ^{14}C из атмосферы в биосферу, это изменение характеризуется коэффициентом k_2 и связано с изменением растительности. В расчетах было принято что $t_2 = 8300$ г до н.э., $t_3 = 5000$ г до н.э. При этом значение λ_{ab}^I было принято на 15% меньше значения для середины 20 века нашей эры, приведено в работе [9] (см. также [1]). Величина k_2 может составлять $\approx 0.01-0.02 \text{K}^{-1}$. Расчеты проводились согласно 5-ти резервуарной модели радиоуглеродной обменной системы.

В работах [4,5] рассмотрение ограничивалось 5000 г. до н.э. Однако в течение Голоцена также происходили климатические изменения, в частности, менялась глобальная температура, изменялось содержание углекислого газа в атмосфере Земли. Поэтому при изучении активности Солнца на основе радиоуглеродных данных в Среднем Голоцене необходимо учесть происходившие тогда климатические изменения – самым глобальным из них являлось (сопровождалось) превращение Сахары в пустыню. Такие климатические изменения не могло не сказаться на обмене углеродом между атмосферой и биосферой. Поэтому будем считать, что с момента времени t_2 до некоторого момента t_3 скорость перехода $\lambda_{ab}(t)$ меняется согласно (2), а с момента времени t_3 зависимость $\lambda_{ab}(t)$ становится линейной до момента времени t_4 , в который λ_{ab} принимает современное значение и больше не изменяется. На рисунке 1А приведены расчеты скорости генерации Q изотопа ^{14}C в земной атмосфере при $t_3 = 5000$ г. до н.э. для $t_4 = 3000$ г. до н.э. Другие параметры аналогичны [5]. На рисунке отчетливо видно уменьшение Q на временном интервале $\approx 5000-3000$ гг. до н.э., ско-

рость образования изотопов ^{14}C могла опускаться до $1 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Максимальное значение на интервале 8000–0 ВС может превышать $2.5 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. При $t_4 = 1000 \text{ г. до н.э.}$ (рисунок 1Б) такое уменьшение слабее и больше растянуто во времени.

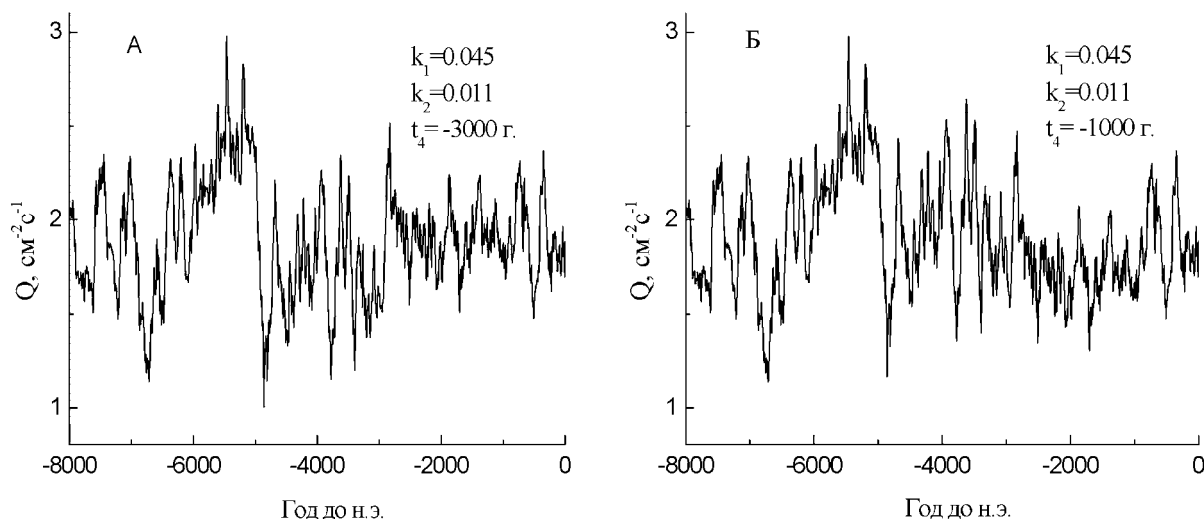


Рис. 1. Реконструированные значения скорости генерации изотопа ^{14}C .

На рисунке 2 приведены результаты расчетов ГМП для рассмотренных выше скоростей генерации изотопа ^{14}C . ГМП, как известно, отражает вариации активности Солнца. Метод расчета гелиосферного модуляционного потенциала $\phi(t)$ хорошо известен и подробно изложен в работах [8, 9]. Расчеты проводились с использованием приведенного в работе [13] дипольного магнитного момента

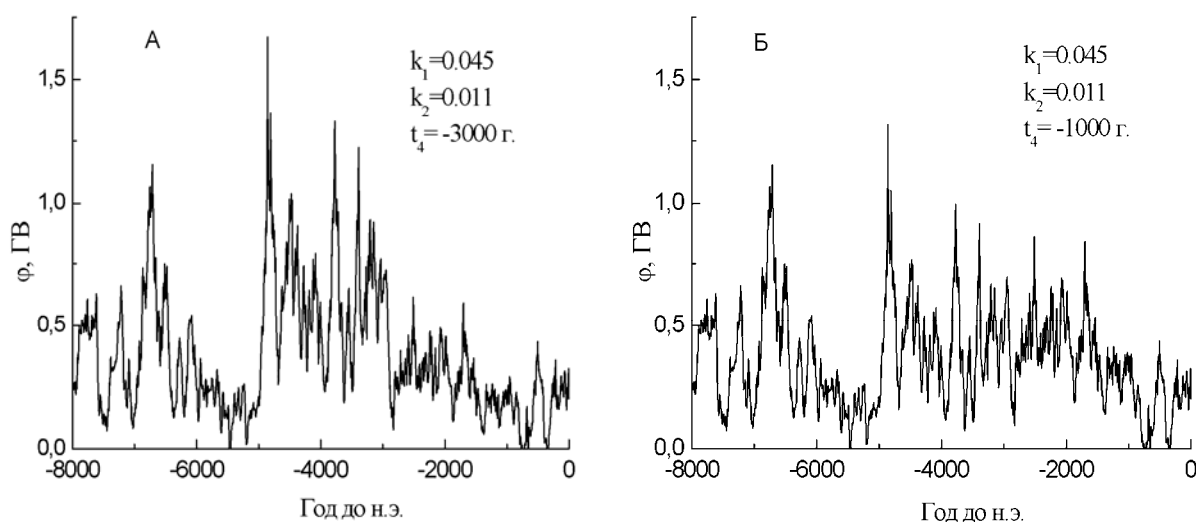


Рис. 2. Реконструкции ГМП при $t_4 = -3000 \text{ г.}$ (А) и $t_4 = -1000 \text{ г.}$ (Б).

На рисунке 2 видно, что при $t_4 = -3000 \text{ г.}$ реконструированные значения ГМП на временном интервале 5000–3000 гг. до н.э. находятся на достаточно высоком уровне и даже превышают 1ГВ, что свидетельствует о

высокой активности Солнца в этот период. При $t_4 = -1000$ г. до н.э. ГМП растёт в этот период меньше, но само увеличение продолжается до ~1500 гг. до н.э. На рисунке 3 приведены данные об изменении глобальной температуры Земли в это время [14], отчетливо выделяется её спад после 3000 г. до н.э., что может быть результатом уменьшения активности Солнца. Кроме этого на графике присутствует пик около 5000 г. до н.э.

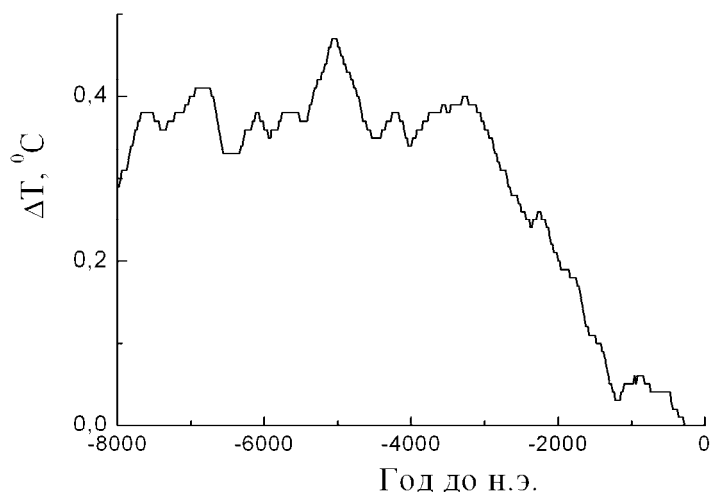


Рис. 3. Изменение глобальной температуры [14].

Работа частично поддержана грантами РФФИ 18-02-00583 и 19-00088.

Литература

1. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geochronometria*, 2014, V. 41, No. 3, P. 216.
2. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geomag. and Aeronomy*, 2016, V. 56, No.7, P. 858.
3. Кудрявцев И.В., Дергачев В.А. // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», 10–14 октября 2016 г., ГАО РАН, СПб, P. 179.
4. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geomag. and Aeronomy*, 2018, V. 58, No. 7, P. 925.
5. Kudryavtsev I.V. and Dergachev V.A. // *Geomag. and Aeronomy*, 2019. V. 59, No. 8, P.1099.
6. Marcott S.A., Shakun J.D. // *Pages Magazine*, 2015, V. 23(1), p. 28.
7. Shakun J.D. et al. // *Nature*, 2012, V. 484, P. 49.
8. Monnin E. et al. // *Earth and Planetary Science Letters*, 2004, V. 224, P. 45.
9. Дорман Л.И. // Труды 6 Всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. С. 49.
10. Reimer P.J. et al. // *Radiocarbon*, 2013, V. 55(4), P. 1869.
11. Kovaltsov G.A. et al. // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2012, V. 337, P. 114.
12. Poluianov S.V. et al. // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2016, V. 121, P. 8125.
13. Knudsen M.F. et al. // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2008, V. 272, P. 219.
14. Marcott S.A. et al. // *Science*, 2013, V. 339, p. 1198.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И ИЗМЕНЕНИЕ КЛИМАТА ЗЕМЛИ В ЭПОХУ ОКОНЧАНИЯ ЛЕДНИКОВОГО ПЕРИОДА И ПЕРЕХОДА К ГОЛОЦЕНУ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Дергачев В.А.¹

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

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

SOLAR ACTIVITY AND EARTH'S CLIMATE CHANGE IN THE EPOCH OF THE END OF THE ICE AGE AND THE TRANSITION TO THE HOLOCENE

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Dergachev V.A.¹

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

The possible connection of climate changes occurring during the end of the last ice age with changes in solar activity is considered. The results of reconstruction of the heliospheric modulation potential based on data on the content of the cosmogenic isotope ¹⁰Be in the ice layers from Greenland Ice Sheet are presented. Comparison of reconstructions of the heliospheric modulation potential based on ¹⁴C and ¹⁰Be data and paleoclimatic data is submitted. There are indications that the Meindorf warming may have been caused by high solar activity, and the Younger Dryas may have been the result of reduced solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-189-192

1. Введение

Известно, что основной вклад в генерацию космогенных изотопов в атмосфере Земли вносят частицы Галактических Космических лучей (ГКЛ), которые модулируются в межпланетном космическом пространстве солнечной активностью (СА). Это позволяет изучать активность Солнца в прошлом, в частности на основе данных по содержанию изотопа ¹⁰Be в слоях льда Гренландии и Антарктиды, а также на основе радиоуглеродных данных. Изотопы ¹⁰Be осаждаются из атмосферы и фиксируются в слоях льда ледников полярных зон, что позволяет измерять их концентрацию в слоях льда в момент их формирования. Изотопы ¹⁴C участвуют в углеродном обмене между атмосферой, биосферой, океаном и гумусом. Поэтому климатические изменения приводят к перераспределению углерода между природными архивами и отражаются в радиоуглеродных данных. В данной работе рассматривается СА в эпоху окончания последнего глобального оледенения и перехода к Голоцену. Максимум последнего глобального оледенения имел место около 20 тысяч лет назад. На рисунке 1а приведена реконструкция глобальной температуры приземного слоя воздуха в рассматриваемый период [1,2]. Согласно данной реконструкции, рост глобальной температуры резко ускорился около 13000 гг. до н.э. Около 11500

гг. до н.э. температура достигла локального максимума, после чего она начала уменьшаться. Около 10700 гг. до н.э. глобальная температура достигла минимума, а после этого росла до наступления Голоцена. На рисунке 1б приведены данные по изменению содержания изотопа ^{18}O в слоях льда Гренландии, которые отражают температуру слоёв льда в год их образования.

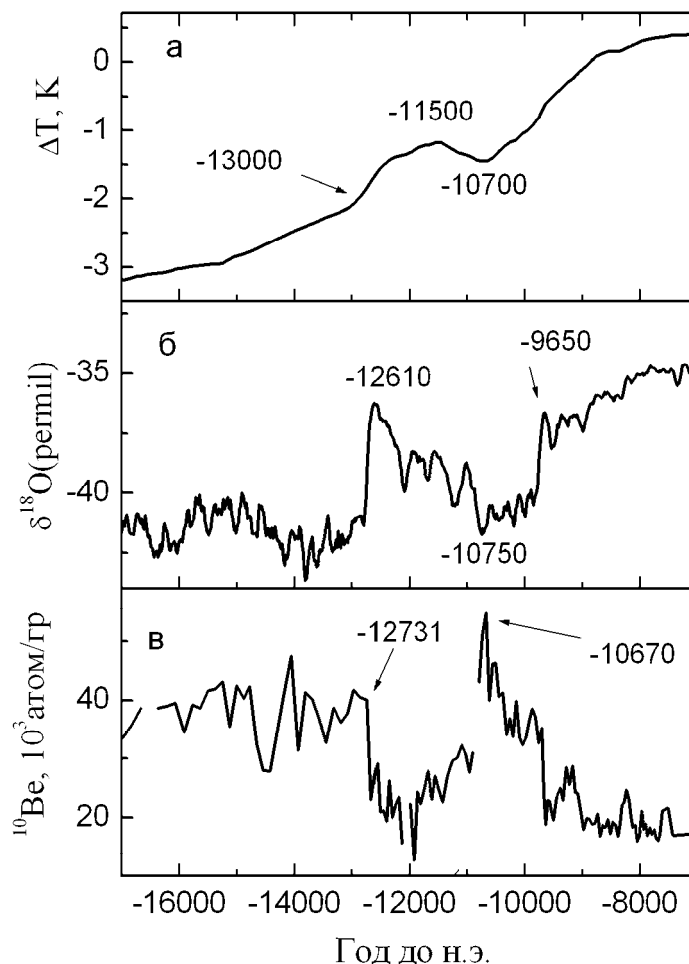


Рис. 1. (а) – изменение глобальной температуры согласно [1, 2]; (б) – изменение содержания изотопа ^{18}O во льдах Гренландии [3]; (с) – концентрация изотопа ^{10}Be во льдах Гренландии [4].

Этот рисунок показывает, что около 12800 гг. до н.э. произошло резкое увеличение температуры в Гренландии, около 12600 гг. до н.э. она достигла локального максимума и начала уменьшаться. Около 10750 гг. до н.э. содержание этого изотопа (и температура в Гренландии) достигли минимума. Между 12600 и 10750 гг. до н.э. происходили уменьшения и увеличения температуры.

Здесь необходимо отметить, что в интервале 12500–11850 гг. до н.э. на Земле происходило Майендорфское потепление. После этого происходил ряд похолоданий, самым длительным из которых является Поздний Дриас (≈ 10700 – 9700 гг. до н.э.). На рисунке 1в приведены данные по кон-

центрации изотопа ^{10}Be , отражающие вариации активности Солнца в прошлом. Этот рисунок показывает, что во время Майендорфского потепления происходило уменьшение содержания ^{10}Be во льду Гренландии, и оно достигло максимума к началу Позднего Дриаса.

2. Реконструкции гелиосферного модуляционного потенциала

На рисунке 2а приведены результаты реконструкции гелиосферного модуляционного потенциала ϕ на основе этих данных по концентрации ^{10}Be во льду Гренландии. Реконструкция ϕ проведена согласно работам [5,6]. При этом принималась пропорциональная зависимость между скоростью образования изотопа ^{10}Be в атмосфере Q (атом/(см²с)) и концентрацией изотопа азота в слоях льда N (атом/г). Как видно из рисунка, максимального значения ϕ (а следовательно и СА) достигал около 12000 гг. до н.э., то есть во время Майендорфского потепления. Минимум ϕ и СА около 10700 гг. до н.э. совпадает с Поздним Дриасом. Такое совпадение указывает на то, что и Майендорфское потепление и Поздний Дриас могут быть связаны с вариациями активности Солнца.

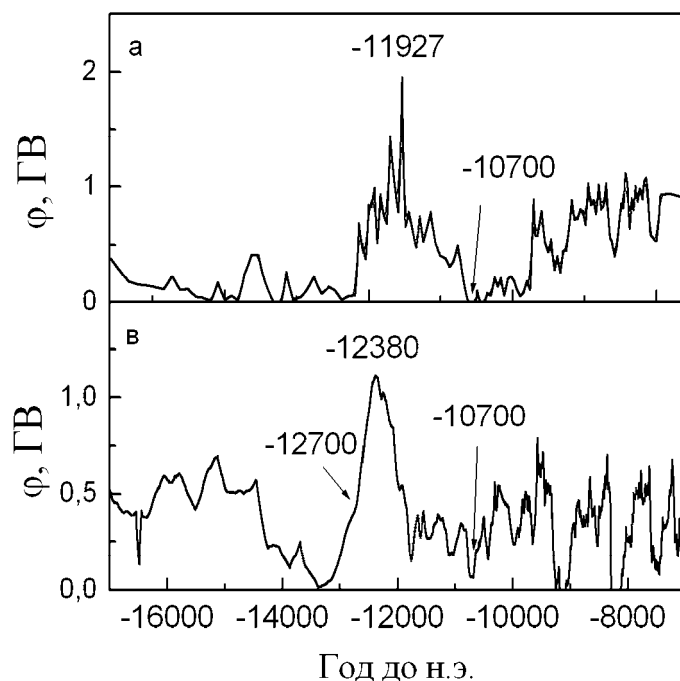


Рис. 2. Реконструированные значения модуляционного потенциала ϕ на основе данных по концентрации изотопа ^{10}Be во льду Гренландии [4] (а) и на основе радиоуглеродных данных (в) [7].

На рисунке 2б приведены результаты реконструкции гелиосферного модуляционного потенциала ϕ на основе радиоуглеродных данных согласно нашим работам [8,9]. Эта реконструкция учитывает влияние изменения климата на обмен изотопом ^{14}C между природными резервуарами, в частности, на изменение скорости перехода углерода из океана в атмосферу

при изменении глобальной температуры. Из анализа этого рисунка следует, что во время Майендорфского потепления также достигается максимальное значение ϕ , которое может быть сравнимо с максимальными значениями в современную эпоху, а около 12380 гг. до н.э. значение ϕ могло превышать 1ГВ. При этом солнечная активность в течение сотен лет держалась на высоком уровне и оставила след в данных как по содержанию космогенного изотопа ^{10}Be в слоях льда полярных областей, так и изотопа ^{14}C в кольцах деревьев. В реконструкции модуляционного потенциала на основе радиоуглеродных данных также присутствует минимум около 10700 гг. до н.э., который соответствует Позднему Дриасу.

Среди минимумов гелиосферного модуляционного потенциала, а следовательно, и активности Солнца, необходимо выделить временные интервалы около 10700, 9100, 8200, 7500 гг. до н.э. Длительность этих минимумов превышала 100 лет. Рисунок 2в также показывает, что на временных интервалах 13600–13000 гг. до н.э. солнечная активность была очень низкой.

3. Выводы

Отметим основные результаты работы. Реконструкции гелиосферного модуляционного потенциала указывает, что на временных интервалах около 7500, 8200, 9100, 10700 гг. до н.э. Солнце находилось в состоянии глубоких минимумов активности. При этом длительность этих минимумов составляла сотни лет. Кроме того, на временном интервале 13600–13000 гг. до н.э. солнечная активность могла быть также низкой. Приведенные реконструкции показывают, что приблизительно в 12500–12000 гг. до н.э. активность Солнца была чрезвычайно высокой и такая высокая СА могла быть причиной Майендорфского потепления. В заключение отметим, что данные выводы сделаны на основе анализа двух независимых рядов данных.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 18-02-00583 и 19-00088.

Литература

1. *Shakun J.D. et al. // Nature, 2012, V. 484, P. 49.*
2. *Marcott S.A. and Shakun J.D. // Pages Magazine, 2015, V. 23, P. 28.*
3. *Cuffey K. M. et al. // Science, 1995, V. 270, P. 455.*
4. *Finkel R.C. and Nishiizumi K.J. // Geophys. Res., 1997, V. 102, P. 26699.*
5. *Kovaltsov G. A. et al. // Earth Planet. Sci. Lett., 2012, V. 337-338, P. 114.*
6. *Poluianov S.V. et al. // J. Geophys. Res.: Atmos., 2016, V.121, P. 8125.*
7. *Reimer P. J. et al. // Radiocarbon, 2013, V.55, P.1869.*
8. *Kudryavtsev I.V. and Dergachev V.A. // Proc. of Russian annual conf. "Solar and solar-terrestrial physics – 2018" (St.-Petersburg, October 8–12, 2018) ed. A.V. Stepanov and Yu. A. Nagovitsyn (St.-Petersburg: Central Astronomical Observatory of RAS), 2018, P. 251.*
9. *Kudryavtsev I.V. and Dergachev V.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, V. 59, P. 1099.*

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

Кудрявцев И.В.¹, Кальтман Т.И.²

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

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

SPECTRAL DIAGNOSTICS OF LANGMUIR TURBULENCE IN CORONAL PLASMA BASED ON RADIO EMISSION AT DOUBLE PLASMA FREQUENCY

Kudryavtsev I.V.¹, Kaltman T.I.²

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²SAO RAS, St. Petersburg, Russia

As is known, the frequency of Langmuir waves depends not only on the plasma concentration, but also on its temperature and on the wave vector of this wave. Therefore, at the coalescence of Langmuir waves, radio emission is generated with different frequencies slightly exceeding. It is shown that the spectrum of the generated radio emission is determined by the spectrum of Langmuir waves. Thus, measuring the fine spectral structure of radio radiation generated in the solar plasma in the frequency range near allows us to reconstruct the spectra of plasma turbulence and draw conclusions about its nature. An example of a reconstructed turbulence spectrum for an observed solar radio burst 17.08.1999 with a fine spectral structure is given.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-193-196

1. Введение

Работа посвящена изучению влияния формы спектров ленгмюровской турбулентности на спектры радиоизлучения солнечной плазмы, генерируемого при попарном слиянии ленгмюровских плазмонов. Такое радиоизлучение регистрируется, в частности, в виде всплесков 3-го типа (например, [1, 2]). Как известно [3], мощность генерируемого таким способом излучения (Q_k) выражается следующей формулой:

$$Q_{\vec{k}} = \int Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} W_{\vec{k}_1}^l W_{\vec{k}_2}^l d\vec{k}_1 d\vec{k}_2; \quad (1)$$

где \vec{k} , \vec{k}_1 , \vec{k}_2 – волновые вектора поперечной электромагнитной волны и двух ленгмюровских волн; $W_{\vec{k}_{1,2}}^l$ – спектральная мощность ленгмюровских

волн, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$ – электронная плазменная частота; e и m_e – заряд

и масса электрона; n – концентрация электронов плазмы; $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$, k_B – постоянная Больцмана, T_e – электронная температура плазмы.

Функция $Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2}$ описывает вероятность образования поперечной волны с волновым вектором \vec{k} при слиянии двух ленгмюровских волн с волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 (см. [3], с. 316, формула 6.80). При этом соблюдаются законы сохранения импульса и энергии и

$$Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} \sim \delta \left(\sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2} - 2\omega_{pe} - \frac{3v_{Te}^2 (k_1^2 + k_2^2)}{2\omega_{pe}} \right). \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что частота генерируемой поперечной электромагнитной волны $\omega = \sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2}$ превышает значение $2\omega_{pe}$ (так как $T_e \neq 0$). В результате, при слиянии ленгмюровских волн генерируется радиоизлучение с некоторым спектром, максимальное значение частоты которого определяется максимальным значением волнового числа ленгмюровских волн. Здесь надо отметить, что выражение (2) является результатом зависимости частоты ленгмюровских волн от их волнового числа.

2.1. Симметричные спектры турбулентности.

Радиовсплеск 17 августа 1999 года

Рассмотрим генерацию радиоизлучения в случае, когда спектр турбулентность турбулентности имеет вид

$$W_{k_{1,2}}^l = A \cdot \exp \left(- \frac{(k_{1,2} - k_0)^2}{2\sigma^2} \right) \cos \delta(\vartheta) \text{ при } k_{\min} < k_{1,2} < k_{\max} \quad (3)$$

и $W_{k_{1,2}}^l = 0$ для других $k_{1,2}$

где A – нормировочный множитель, определяемый условием нормировки: $\int W_{\vec{k}}^l d\vec{k} = W$, где W – плотность энергии ленгмюровской турбулентности; ϑ – угол между волновым вектором ленгмюровской волны и осью симметрии OZ ;

Спектральная мощность излучения по частоте ω связана со спектральной мощностью излучения по волновому числу k для различных направлений генерации излучения следующим соотношением

$$Q_{\omega} = k^2 Q_{\vec{k}} \frac{dk}{d\omega}. \quad (4)$$

Расчеты проведены для $k_{\min} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$ и $k_{\max} = \omega_{pe}/(3V_{Te})$. Максимальное значения волнового числа плазменных волн выбрано в результате того, что при больших значениях эти волны, как известно, сильно затухают из-за

взаимодействия с тепловыми электронами. Минимальное значение описывает возбуждение плазменных волн с фазовыми скоростями меньшими скорости света, например, быстрыми электронами.

На рисунке 1А приведены спектры радиоизлучения, рассчитанные согласно выражению (1) и (3) для угла наблюдения $\alpha = 0^\circ$ при концентрации плазмы $n = 6.95 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $k_0 = 0.51k_{\min} + 0.49k_{\max}$ и $T_e = 3 \cdot 10^6 \text{ К}$. Под углом наблюдения подразумевается угол между волновым вектором k осью симметрии излучающей области. Данные значения n и k_0 подобраны для моделирования наблюдаемого частотного спектра радиовсплеска 17.08.1999 г. в момент времени 15:08:15.5UT [4] как результата слияния плазменных волн. Максимум этого спектра приходится на частоту около 1.6 ГГц. Измеренное излучение является суммой фонового излучения и излучение самого всплеска. Поэтому при моделировании спектра будем брать сумму среднего фона и излучения самого всплеска. Вклад всплеска начинается около 1.55 ГГц, до этой частоты наблюдается фоновое излучение на уровне $\approx 120 \text{ SFU}$. При частоте $f \approx 1.6 \text{ ГГц}$ максимум суммарного излучения составляет $\approx 165 \text{ SFU}$, т.е. амплитуда самого всплеска $\approx 45 \text{ SFU}$. При частоте $f \approx 1.65 \text{ ГГц}$ радиоизлучение спадает до фонового уровня. На рисунке 1Б приведены смоделированный спектр излучения (J_f) во время данного всплеска, при этом мы учитываем, что вклад фонового излучения составляет 65%, а вклад излучения, генерируемого при слиянии плазменных волн, составляет (35%). При $\sigma \approx 0.25k_0$ достигается хорошее согласие между модельным и измеренным спектром. Расчеты модельного спектра приведены для объема излучающей области $5.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^3$ и плотности энергии турбулентности 10^{-4} от тепловой энергии плазмы (электронов и ионов). При расчете J_f было учтено, что спектральные мощности излучения по частоте ω и f связаны соотношением $Q_\omega = 2\pi Q_f$, где $f = \omega / (2\pi)$.

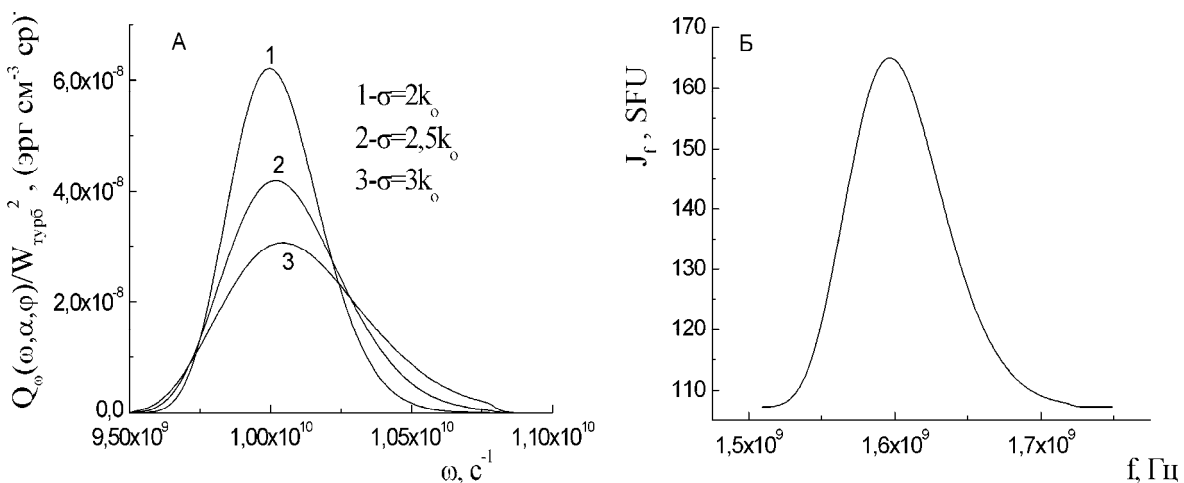


Рис. 1. Спектры радиоизлучения, сформированные при слиянии ленгмюровских волн со спектрами (4) и спектр всплеска 17 августа 1999 г. $f = \omega / (2\pi)$

2.2. Асимметричные спектры турбулентности

Для ряда всплесков наблюдаются асимметричные спектры излучения. Поэтому рассмотрим случаи несимметричных спектров турбулентности. На рисунке 2 в качестве примера приведены результаты расчетов для $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и температуре $3 \cdot 10^6 \text{ К}$ при спадающем в интервале волновых чисел $k_{\min} < k < k_{\max}$ спектре турбулентности

$$W_{k_{1,2}}^l = B \cdot k_{1,2}^{-4} \cos^{\delta}(\vartheta) \text{ при } k_{\min} < k < k_{\max} \text{ и } W = 0 \text{ для других } k \quad (5)$$

где δ – положительное четное число; A – нормировочный коэффициент, определяемый условием нормировки $\int W_{\vec{k}}^l d\vec{k} = W$, где W – плотность энергии ленгмюровской турбулентности.

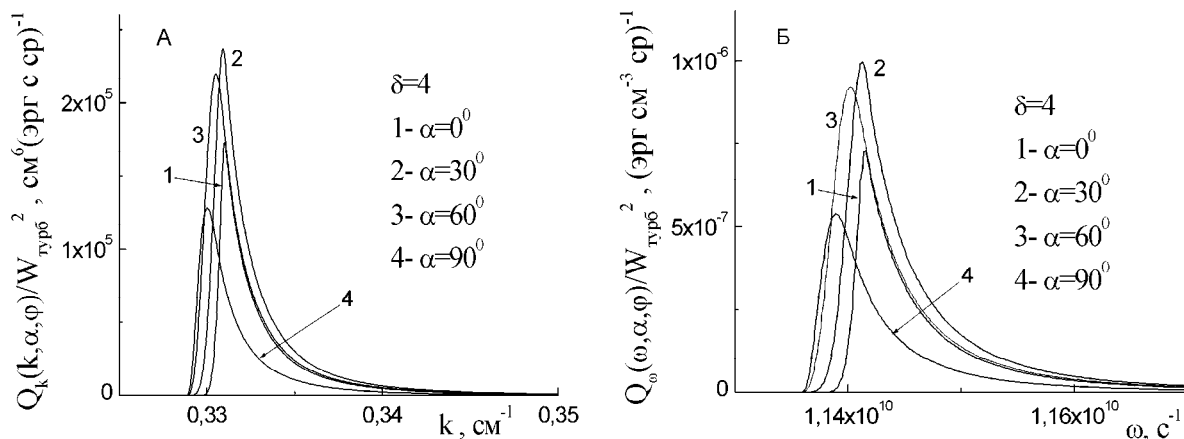


Рис. 2. Спектры радиоизлучения, сформированные при слиянии ленгмюровских волн со спектром (5).

Как следует из результатов расчетов, падающий от k_{\min} к k_{\max} спектр плазменных волн приводит к формированию спектра радиоизлучения с резким ростом на меньших частотах и резким спадом на больших частотах (рисунок 1Б). Резкий рост спектра радиоизлучения является обрывом спектра плазменных волн при $k < k_{\min}$. Если же спектр плазменных волн растет от k_{\min} к k_{\max} , то спектр радиоволн носит противоположный характер

В заключение отметим, что измеренные частотные спектры излучения генерированного при слиянии плазмонов может позволить определять спектры турбулентности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. Каплан СА, Цытович В.Н. Плазменная Астрофизика. – М.: Наука, 1972.
2. Reid H., Ratcliffe H. // Research in Astronomy and Astrophysics, 2014, V. 14, p. 773
3. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1971.
4. Karlicky at al. // A&A, 2001, V. 365, p. 638.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ БЫСТРЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ТРУБКАХ

Манкаева Г.А., Михалыев Б.Б., Дертеев С.Б., Джимбеева Л.Н.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

INSTABILITY OF FAST MAGNETOACOUSTIC WAVES IN CORONAL MAGNETIC FLUX TUBES

Mankaeva G.A., Mikhalyaev B.B., Derteev S.B., Dzhimbeeva L.N.

Kalmyk State University, Elista, Russia

The fast magnetoacoustic waves in coronal loops are used for the interpretation of observed pulsations of microwave and hard X-ray emission. Its properties are studied well in the approximation of the linear magnetohydrodynamics. Now we study the fast magnetoacoustic waves in the weakly-nonlinear approximation. Previously this study has been carried out in plane geometry, we investigate weakly nonlinear waves in cylindrical geometry. We considered the nonlinear Schrödinger equation describing the non-linear evolution of the wave envelope and used it to study the modulational instability of fast magnetoacoustic waves.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-197-200

Корональные осцилляции, наблюдаемые в микроволновом и жестком рентгеновском диапазонах на протяжении уже более полувека, объясняются радиальными колебаниями вспышечных корональных петель [1–2]. В рамках магнитной гидродинамики они рассматриваются как осесимметричные быстрые магнитозвуковые волны, захваченные корональными магнитными трубками. В настоящей работе изучается их нелинейное поведение, в частности, возможность возбуждения колебаний с дополнительными частотами и появления таким образом квазипериодических осцилляций.

В слабонелинейном МГД-приближении получено нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), описывающее поведение волны огибающей [3-4],

$$i(A_t + V_g A_z) + \alpha A_{zz} + \beta |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{d^2 \omega}{dk^2}, \quad \beta = \beta(k). \quad (2)$$

Величина A есть безразмерная амплитуда, которая рассматривается как медленно меняющаяся функция переменных t и продольной вдоль оси магнитной трубки координаты z : $A = A(z, t)$. Она описывает пространственную и временную модуляцию быстрой магнитозвуковой волны.

Частота ω и продольное волновое число k несущей волны связаны дисперсионным уравнением $\omega = \omega(k)$. В области малых волновых чисел наблюдается большая дисперсия волны. Групповая скорость имеет мини-

мум в этой области, достигая значений, малых по сравнению со значениями фазовой скорости. Значения коэффициентов НУШ α и β вычисляются по известным формулам [3-4] и здесь представлены своими графиками (Рис. 1 и 2). Величины V_{Ai} и V_{Ae} есть значения альвеновской скорости внутри и вне магнитной трубки, характеризующие ее физические свойства, параметр a есть радиус трубки. Коэффициенты НУШ являются знакопеременными, принимая отрицательные значения в области малых волновых чисел.

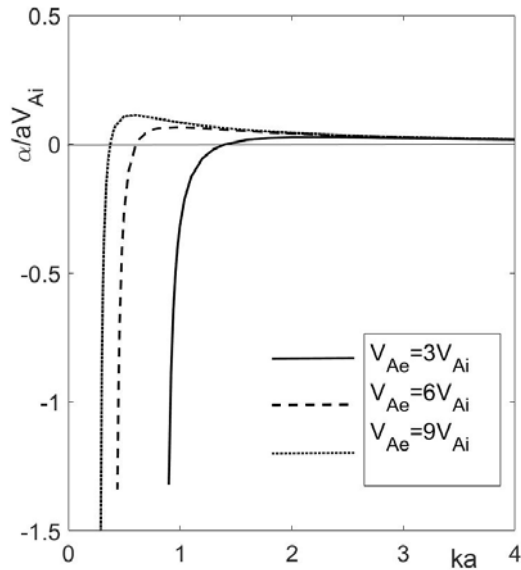


Рис. 1. Кривая зависимости $\alpha(k)$.

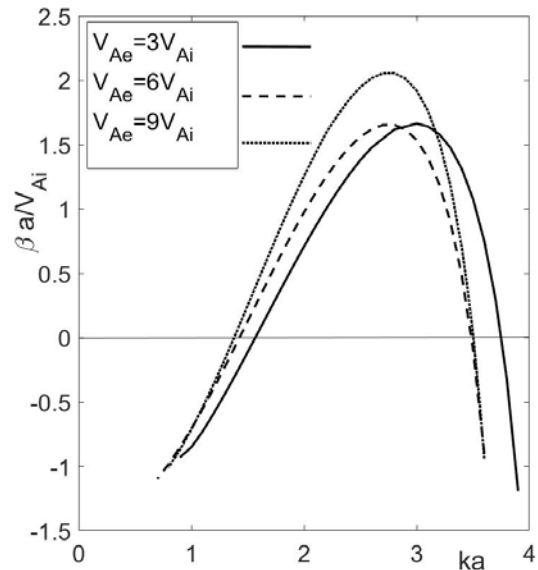


Рис. 2. Кривая зависимости $\beta(k)$.

При выполнении условия $\alpha\beta > 0$ (критерий Лайтхилла) имеет место модуляционная неустойчивость, иначе – неустойчивость Бенджамина-Фейра [5], под действием которой первоначальная волна с однородно модулированной амплитудой способна превратиться в цепь волновых пакетов (Рис. 3). Результирующее волновое распределение носит квазипериодический характер. Таким образом, развитие модуляционной неустойчивости приводит к появлению новых частот, то есть к усложнению спектра колебаний.

Рассмотрим неустойчивость периодически модулированной волны вида $A_0(z, t) = a_0 \exp(iKz - i\Omega t)$, где a_0 есть постоянная вещественная амплитуда волны модуляции. Ее частота и волновое число определяются в линейном приближении из НУШ:

$$\Omega = \alpha K^2 - \beta a_0^2. \quad (3)$$

Будем искать решение НУШ в виде $A = a(z, t) \exp i\varphi(z, t)$, тогда уравнение (1) можно переписать в виде системы

$$-a\varphi_t + \alpha(a_{zz} - a\varphi_z^2) + \beta a^3 = 0, \quad (4)$$

$$a_t + \alpha(2a_z\varphi_z + a\varphi_{zz}) = 0. \quad (5)$$

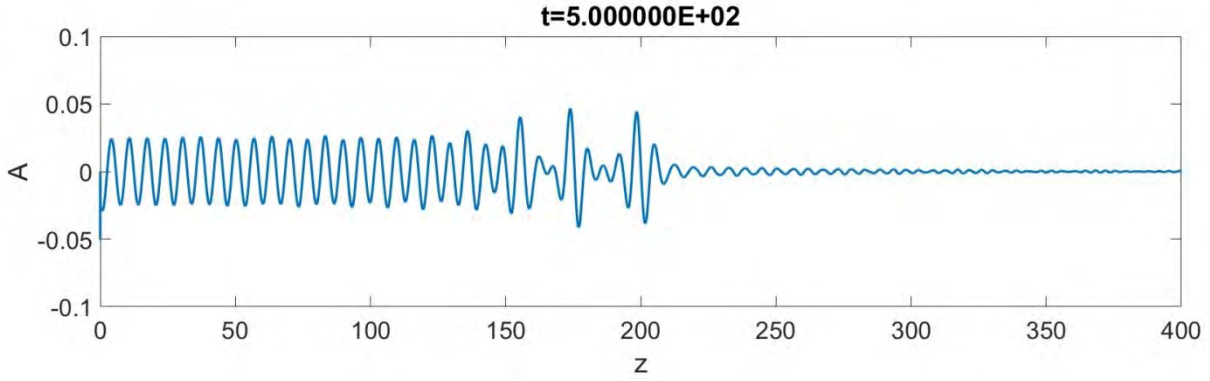


Рис. 3. Развитие модуляционной неустойчивости волны.

Далее будем рассматривать малые возмущения периодически модулированной волны: $a = a_0 + \tilde{a}(z, t)$, $\varphi = Kz - (\alpha K^2 - \beta a_0^2)t + \tilde{\varphi}(z, t)$. Для возмущений из (4)-(5) получаем линейные уравнения

$$\begin{aligned} -a_0(\tilde{\varphi}_t + 2\alpha K\tilde{\varphi}_z) - (2\alpha K^2 - 4\beta a_0^2)\tilde{a} + \alpha\tilde{a}_{zz} &= 0, \\ \tilde{a}_t + 2\alpha K\tilde{a}_z + \alpha a_0\tilde{\varphi}_{zz} &= 0. \end{aligned}$$

Исключая здесь φ , получаем уравнение

$$\tilde{a}_{tt} + 4\alpha K\tilde{a}_{tz} + \alpha(2\alpha K^2 + 4\beta a_0^2)\tilde{a}_{zz} + \alpha^2\tilde{a}_{zzzz} = 0,$$

которое имеет решение

$$\tilde{a} = A_1 \exp(iK_1 z - i\Omega_1 t)$$

с дисперсионным соотношением

$$\Omega_1^2 - 4\alpha K K_1 \Omega_1 + \alpha(2\alpha K^2 + 4\beta a_0^2)K_1^2 - \alpha^2 K_1^4 = 0. \quad (6)$$

При выполнении условия $K^2 < 2\beta a_0^2/\alpha$ получаем $\Omega_1 = \Omega_{10} + iv$. Имеет место неустойчивость с инкрементом

$$v = |\alpha| K_1 \sqrt{\frac{4\beta a_0^2}{\alpha} - 2K^2 - K_1^2}.$$

Наибольшее значение инкремента

$$v_m = |\alpha|(2\beta a_0^2/\alpha - K^2) \quad (7)$$

достигается при

$$K_1^2 = 2\beta a_0^2/\alpha - K^2. \quad (8)$$

Значения частоты возбуждаемых при этом колебаний и инкремента для рассматриваемых нами осесимметричных быстрых магнитозвуковых волн можно найти, используя значения коэффициентов НУШ. Мы выбираем следующие параметры магнитной трубки: $V_{Ai} = 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $V_{Ae} = 3V_{Ai}$. Значения волновых чисел определяем в безразмерных величинах ka , где a – радиус трубки, значения частоты определяем в величинах $a\omega/V_{Ai}$. Из графиков (рис. 1 и 2) видно, что условие Лайтхилла выполняется в об-

ласти малых ($k \approx 1$) и больших ($k \approx 3$) значений волнового числа. Выбираем небольшое значение амплитуды возмущаемой волны: $a_0 = 0,1$.

Ниже в таблице 1 приводятся полученные из формул (3), (6)-(8) значения частот, инкремента и волнового числа возмущения. Значения периодов $P = 2\pi/\Omega$ и $P_1 = 2\pi/\Omega_{10}$ даны в секундах. Они позволяют сделать заключение, что наблюдаемые квазипериодические корональные осцилляции могут быть интерпретированы как результат развития модуляционной неустойчивости в корональных петлях.

Таблица 1. Значения параметров фоновой волны и ее возмущения.

| k | $2\beta/\alpha$ | K | K_1 | ν_m | Ω | Ω_{10} | P | P_1 |
|------|-----------------|------|-------|---------|----------|---------------|-------|-------|
| 0.86 | 0.2554 | 0.02 | 0.046 | 0.32 | 0.006 | 0.013 | 1047 | 494 |
| 1 | 5.406 | 0.12 | 0.2 | 0.0126 | 0.004 | 0.0151 | 1570 | 416 |
| 1.2 | 21.38 | 0.15 | 0.437 | 0.0105 | 0.00463 | 0.0072 | 1356 | 872 |
| 1.6 | 6.092 | 0.2 | 0.754 | 0.0099 | 0.000166 | 0.0051 | 37831 | 1225 |
| 2.0 | 52.91 | 0.25 | 0.683 | 0.0125 | 0.0054 | 0.0097 | 1162 | 647 |
| 3.0 | 143.8 | 0.1 | 1.195 | 0.033 | 0.0164 | 0.0055 | 383 | 1142 |
| 3.0 | 143.8 | 0.2 | 1.18 | 0.032 | 0.0157 | 0.0109 | 400 | 576 |
| 3.0 | 143.8 | 0.3 | 1.16 | 0.031 | 0.0145 | 0.016 | 433 | 393 |
| 3.0 | 143.8 | 0.4 | 1.13 | 0.0294 | 0.0129 | 0.0208 | 487 | 305 |
| 3.0 | 143.8 | 0.5 | 1.09 | 0.0273 | 0.0109 | 0.025 | 576 | 251 |

Литература

1. Зайцев В.В., Степанов А.В. // Иссл. геомагн. аэрон. физ. Солнца. 1975. Вып. 37, 3-20.
2. Edwin P. M., Roberts B. // Solar Phys. 1983. 88, 179-191.
3. Mikhalyaev V.B., Ruderman M.S. // J. Plasma Phys. 2015. 81, 905810611.
4. Mikhalyaev V. B., Ruderman M. S., Naga Varun E. // Geomagnetism and Aeronomy. 2016. 56, 1040-1044.
5. Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны. – М.: Физматлит, 2000. – 272 с.

СВЯЗЬ СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И МЕЖПЛАНЕТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ, МОДУЛИРУЮЩИЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

**Мелкумян А.А.¹, Белов А.В.², Абунина М.А.²,
Абунин А.А.², Ерошенко Е.А.², Янке В.Г.²**

¹*Российский государственный университет нефти и газа (национальный исследовательский университет) имени И.М. Губкина, г. Москва, Россия*

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

SOLAR WIND TEMPERATURE-VELOCITY RELATIONSHIP AND INTERPLANETARY DISTURBANCES MODULATING OF COSMIC RAYS

**Melkumyan A.A.¹, Belov A.V.², Abunina M.A.²,
Abunin A.A.², Eroshenko E.A.², Yanke V.G.²**

¹*Gubkin Russian State University of Oil and Gas (National Research University),
Moscow, Russia*

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

In this work we analyzed the behavior of the proton temperature and the solar wind speed based on a large amount of experimental material. It was found that the dependence of temperature on speed for a calm solar wind has a power-law character, and in the region of low solar wind velocities, the regression coefficient is greater than in the region of high ones. Based on the obtained dependence, for each hour for which there is data on the parameters of the solar wind, from July 1965 to December 2018, the expected proton temperature and the temperature index K_T (the ratio of the observed and expected temperatures) were calculated. This index turned out to be anomalously large in the interaction regions of different-speed solar wind fluxes and anomalously small inside magnetic clouds, which makes it possible to use it to isolate Forbush depressions associated with these interplanetary structures and identify their solar sources.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-201-204

Введение

Форбуш-понижения (ФП) космических лучей (КЛ) обусловлены двумя типами солнечных источников: корональными дырами (КД) и корональными выбросами массы (КВМ). В некоторых случаях идентификация солнечного источника с межпланетным возмущением, вызывающим Форбуш-понижение, затруднена и требует тщательного и детального анализа характеристик солнечного ветра.

Зависимость между протонной температурой T и скоростью V солнечного ветра исследовалась во многих работах. Для невозмущенного солнечного ветра отмечается положительная T - V корреляция, построены модели

зависимости протонной температуры от скорости [6, 8]. Показано, что в распространяющихся в межпланетном пространстве выбросах солнечного вещества протонная температура ниже ожидаемого значения и не коррелирует со скоростью [2, 5, 9, 10]. Наличие большого экспериментального материала, накопленного за годы спутниковых измерений, позволяет исследовать временные и пространственные вариации T – V зависимости [3, 4, 7, 11].

В данной работе сопоставление поведения протонной температуры и скорости солнечного ветра (СВ) проводилось на основе большого экспериментального материала, объединенного в базы данных ИЗМИРАН.

Цель настоящей работы – на большом количественном материале получить связь между температурой и скоростью спокойного солнечного ветра и, на основе этой связи, разработать и опробовать метод выделения межпланетных возмущений, позволяющий получить дополнительные параметры для характеристики возмущений солнечного ветра, эффективно модулирующих космические лучи. Основная задача – сконструировать связанный с температурой числовой индекс, который поможет идентифицировать тип межпланетных возмущений, модулирующих КЛ.

В данной работе приводятся только основные результаты, а более подробное изложение можно найти в [1].

Данные и методы

В данной работе использовались часовые значения параметров межпланетной среды (V_{sw} , T_{sw} , B_{IMF} , β), взятые из базы OMNI [12]. Мы ограничились временным интервалом с 1 июля 1965 г. по 31 декабря 2018 г., исключив часы, в которых не было измерений параметров солнечного ветра, и получили $N_{sum} = 332153$ ч для исследования.

Обработка данных включала несколько последовательных этапов: 1) Выделение спокойного СВ; 2) Построение регрессионных моделей зависимости протонной температуры T от скорости V для невозмущенного СВ; 3) Вычисление ожидаемых значений протонной температуры T_{exp} по наблюдаемым значениям скорости V для всего массива данных; 4) Вычисление почасовых значений температурного индекса $K_T = T_{obs}/T_{exp}$ для всего массива данных; 5) Анализ полученных значений температурного индекса для ФП, вызванных корональными выбросами массы или высокоскоростными потоками из корональных дыр.

Результаты и их обсуждение

Для того чтобы определить области с аномальной температурой, надо, прежде всего, понять, как связаны температура и скорость в нормальных условиях, то есть в спокойном солнечном ветре. Для выделения спокойного СВ использовались следующие параметры: напряженность ММП $B < 7$ нТл; $|B_z| < 3.5$ нТл; отклонение силовой линии ММП $B_x B_y < 0$; скорость СВ $V < 900$ км/с; модуль почасового изменения скорости СВ $|\Delta V| < 35$ км/с; параметр бета (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) $\beta > 0.1$. По указанным параметрам получилось выделить $N = 74368$ ч или 22.4% от всех наблюдений (рис. 1).

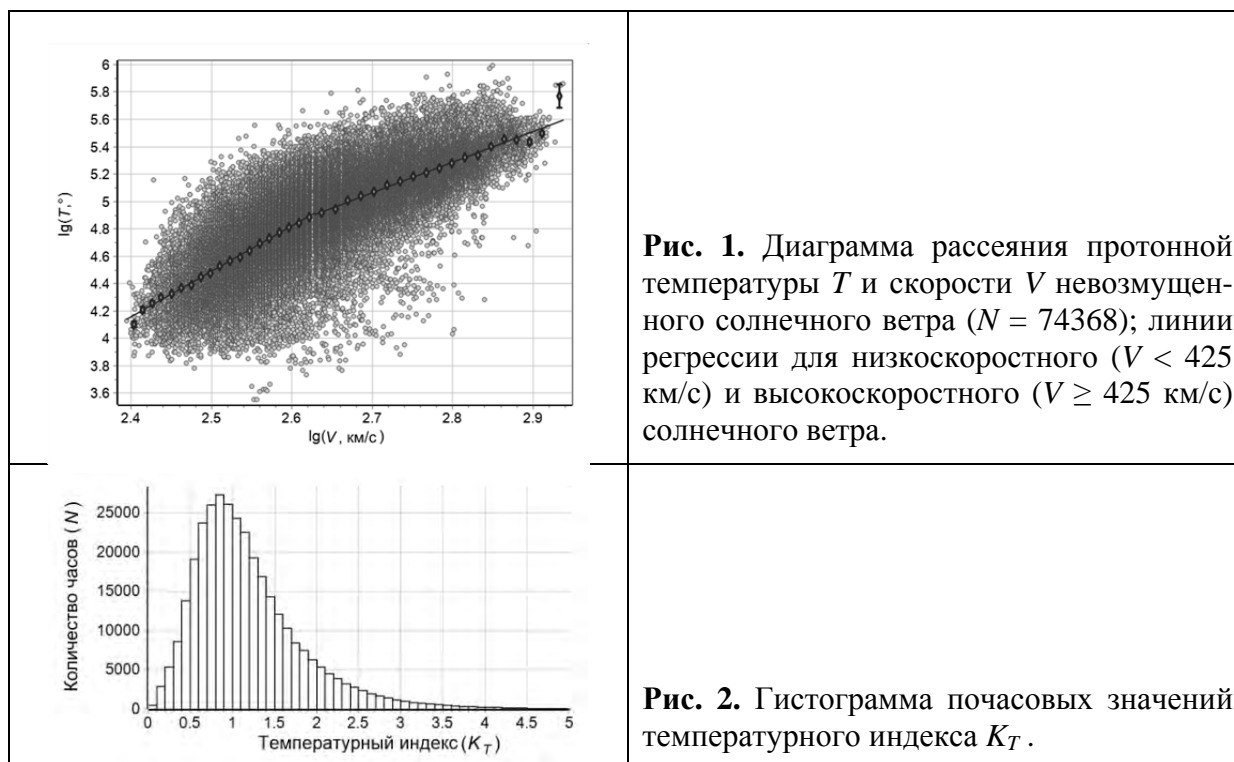


Рис. 1. Диаграмма рассеяния протонной температуры T и скорости V невозмущенного солнечного ветра ($N = 74368$); линии регрессии для низкоскоростного ($V < 425$ км/с) и высокоскоростного ($V \geq 425$ км/с) солнечного ветра.

Рис. 2. Гистограмма почасовых значений температурного индекса K_T .

Степенные модели зависимости протонной температуры от скорости для низкоскоростного и высокоскоростного невозмущенного солнечного ветра приведены в таблице 1.

Таблица 1.

| Скорость СВ (км/с) | Модель | Количество наблюдений | Коэффициенты регрессии | | Коэффициент корреляции |
|--------------------|-----------------------|-----------------------|------------------------|-----------------|------------------------|
| | | | a | b | |
| $V < 425$ | $\lg T = a + b \lg V$ | 42956 | -3.938 ± 0.001 | 3.37 ± 0.02 | 0.589 ± 0.003 |
| $V \geq 425$ | $\lg T = a + b \lg V$ | 31412 | -0.889 ± 0.001 | 2.21 ± 0.02 | 0.617 ± 0.004 |

С использованием модели, представленной в таблице 1, для исходного массива данных по значениям скорости солнечного ветра V были рассчитаны почасовые значения ожидаемой температуры T_{exp} и температурного индекса $K_T = T_{obs}/T_{exp}$, где T_{obs} – наблюдаемая температура.

Типы солнечных источников

Можно предположить, что часы с самыми низкими значениями температурного индекса соответствуют КВМ, часы с наиболее высокими значениями – областям взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра. В таблице 2 представлены результаты статистической обработки значений температурного индекса для двух выборок Форбуш-понижений (с мая 1996 по июль 2016 г.) из базы данных FEID, созданной в ИЗМИРАН [13]: Группа МО: ФП, связанные с магнитными облаками (МО) (117 событий); Группа КД: ФП, вызванные высокоскоростными потоками из корональных дыр (386 событий). Данные о магнитных облаках взяты из списка [14]; данные о корональных дырах – из списка [15]. В таблице 2 представ-

лены значения температурного индекса (K_T) для ФП, связанных с магнитными облаками (группа МО) и потоками из корональных дыр (группа КД).

Таблица 2.

| ФП | N | Mean | Med | Min | Max |
|-----------|-----|-------------------|------|------|------|
| Группа МО | 117 | 0.189 ± 0.012 | 0.16 | 0.06 | 0.47 |
| Группа КД | 386 | 0.602 ± 0.010 | 0.58 | 0.28 | 2.10 |

Выводы

Получена связь протонной температуры (T) и скорости (V) солнечного ветра в спокойных условиях на большом экспериментальном материале.

Зависимость температуры от скорости для спокойного солнечного ветра хорошо описывает степенная модель с показателем степени $\gamma = 3.37 \pm 0.02$ в области низких скоростей ($V < 425$ км/с) и $\gamma = 2.21 \pm 0.02$ в области высоких скоростей ($V \geq 425$ км/с).

Вычислены ожидаемая протонная температура T_{exp} и температурный индекс $K_T = T_{obs}/T_{exp}$ для каждого часа с 1965 по 2018 гг., для которых есть данные о параметрах солнечного ветра.

Этот индекс, как правило, аномально велик в областях взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра и аномально мал внутри магнитных облаков. Полученный индекс применим для идентификации солнечных источников Форбуш-понижений.

Финансирование. А.В. Белов, М.А. Абунина, А.А. Абунин поддержаны Грантом РФФ № 20-72-10023.

Литература

1. Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А. и др. // ГиА. 2020. Т. 60. № 5. С. 547-556.
2. Elliott H.A., McComas D.J., DeForest C.E. // *Astrophys. J.* 2016. V. 832. № 1. ID. 66. 10 p.
3. Elliott H.A., Henney C.J., McComas D.J., et al. // *J. Geophys. Res. Space.* 2012. V. 117. A09102. <https://doi.org/10.1029/2011JA017125>
4. Elliott H.A., McComas D.J., Schwadron N.A., et al. // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. № A4. <https://doi.org/10.1029/2004JA010794>
5. Gosling J.T., Pizzo V., Bame S.J. // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. № 13. P. 2001–2009.
6. Lopez R.E. // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 11189–11194.
7. Lopez R.E., Freeman J.W. // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. 1701–1705.
8. Neugebauer M., Snyder C.W. // *J. Geophys. Res.* 1966. V. 71. P. 4469–4484.
9. Neugebauer M., Steinberg J.T., Tokar R.L., et al. // *Space Sci. Rev.* 2003. V. 105. P. 661–679. <https://doi.org/10.1023/A:1024478129261>
10. Richardson I.G., Cane H.V. // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. № A12. P. 23397–23412.
11. Watari S. // *Solar Phys.* 2018. V. 293. № 2. ID. 23. 12 p.
12. <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>
13. <http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html>
14. <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>
15. http://www.solen.info/solar/coronal_holes.html

РЕЖИМЫ ДИФФУЗИИ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Мельников В.Ф.¹, Филатов Л.В.²

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

²Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия

REGIMES OF NON-THERMAL ELECTRONS DIFFUSION ON THE TURBULENCE OF WISTLERS IN FLARE LOOPS

Melnikov V.F.¹, Filatov L.V.²

¹Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

²Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia

The modes of diffusion of nonthermal electrons on whistler turbulence in flare loops are investigated for the nonstationary case. It is shown that for the given injection time profile of nonthermal electrons, all three regimes of turbulent diffusion, weak, moderate, and strong, can be realized simultaneously. It was found that the reverse action of the formed whistler turbulence spectrum significantly changes the characteristics of the spatial, temporal, pitch-angular and energy distributions of electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-205-208

Исследования циклотронной неустойчивости вистлеров в радиационных поясах Земли выявило три режима питч-угловой диффузии энергичных электронов на турбулентности вистлеров [1, 2]: слабую ($\tau > \sigma l/v$), умеренную ($l/v < \tau < \sigma L/v$) и сильную ($\tau < lL/v$), где τ – характерное время, за которое питч-угол электрона изменяется на угол $\pi/2$, σ – пробочное отношение магнитной ловушки, l – её полудлина. Решение стационарной задачи (с независимой от времени мощностью источника частиц) показало, что разным режимам соответствуют разные наборы параметров захваченных в ловушке и высыпавшихся из неё частиц. Это относится к концентрации, времени жизни, энергетическому и питч-угловому распределениям частиц. Переход от режима слабой к режиму сильной диффузии зависит от мощности стационарного источника частиц. В работе [3] эти режимы были применены к анализу удержания энергичных частиц в солнечных вспышечных петлях.

В нашей работе решена нестационарная задача, в которой учитывается, что нетепловые электроны импульсно, но в течение конечного времени, инжектируются в неоднородную по магнитному полю и плотности плазмы вспышечную петлю. В данном докладе мы ограничились обсуждением следующих вопросов: 1) могут ли во вспышечной петле одновременно реализоваться более одного режима диффузии; 2) как при этом изменяется форма энергетического спектра нетепловых электронов и как она зависит

от времени; 3) насколько заметно может отличаться питч-угловое электронов разных энергий?

Описание модели

За основу модельных расчётов взята модель, описанная нами ранее в работе [4]. В области вершины петли происходит нестационарная инжекция нетепловых электронов. Быстрый электрон в каждый момент t описывается дрейфовой координатой положения в петле s , энергией E (в долях $m_e c^2$), питч-углом α между вектором скорости электрона v и магнитным полем B , при этом $\mu = \cos \alpha$ – фазовая координата. Модель стационарного магнитного поля $B(s)$ и плотности фоновой плазмы $n(s)$ в петле длиной $2l$ задана в виде функций:

$$B(s) = B_0 \left[1 + (\sigma_B - 1) \cdot \left(\frac{s}{l} \right)^2 \right], \quad n(s) = n_0 \left[1 + (\sigma_n - 1) \cdot \left(\frac{s}{l} \right)^6 \right], \quad -l < s < +l,$$

где $l = 3 \times 10^9$ см, $\sigma_B = 5$, $B_0 = 50$ Гс, $n_0 = 5 \times 10^9$ см⁻³. Инжекция задаётся функцией источника со степенным энергетическим спектром $f(E, \mu) = A E^{-\delta} \exp(-\mu^2/\mu_0^2)$ с показателем $\delta = 3.6$ в области энергий от 30 кэВ до 10 МэВ, изотропным распределением по питч-углам и гауссовым профилем по времени с пиком в момент $t = 2.5$ с и полушириной 2.4 с.

Кинетическое уравнение в квазилинейном диффузионном приближении Фоккера-Планка для функции распределения быстрых электронов $f(E, \mu, s, t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(\dot{s}f) + \frac{\partial}{\partial \mu}(\dot{\mu}f) + \frac{\partial}{\partial E}(\dot{E}f) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left((D_{\mu\mu}^c + D_{\mu\mu}^w) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + F(t, s, \mu, E)$$

где $\dot{s} = c\beta\mu$, $\dot{\mu} = -c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{d \ln B}{ds}$, $\dot{E} = -\frac{c}{\lambda_0} \frac{1}{\beta}$ – коэффициенты переноса, а $D_{\mu\mu}^w, D_{\mu\mu}^c$ – коэффициенты диффузии электронов на турбулентности вистлеров и кулоновских столкновениях соответственно:

$$D_{\mu\mu}^w = \frac{\pi\omega_c}{2B^2} \sum_r (1-\mu_r^2) k_r W(k_r), \quad D_{\mu\mu}^c = \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} (1-\mu^2).$$

Здесь c – скорость света, $\beta = v/c$, $\lambda_0 = \frac{1}{4\pi r_0^2 \cdot n(s) \cdot \ln \Lambda}$ – параметр столкновения, $\ln \Lambda \approx 20$ – кулоновский логарифм, $r_0 = 2.84 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, μ_r и k_r – резонансные значения косинуса питч-угла и волнового вектора, соответственно, W – плотность энергии вистлеров. В геометрическом приближении плотность энергии $W(k, s, t)$ вистлеров, распространяющихся в плазме, описывается уравнением:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W,$$

где ω , k – частота и волновые числа, v_g – групповая скорость, η – инкремент нарастания (затухания) волн [5]. Два приведенных выше уравнения

образуют систему согласованного описания взаимодействия электронов и вистлеров в петле.

Результаты численных экспериментов

Выбранные нами параметры модели обеспечили развитие конусной неустойчивости и, как следствие, эффективную генерацию турбулентности вистлеров инжектируемыми электронами, по крайней мере, в некоторых частотных полосах. Эта турбулентность рассеивает резонансные электроны, оказывая значительное влияние на питч-угловое распределение электронов, распространяющихся в петле, и, соответственно, на их временные и спектральные характеристики. В частности, рассеяние на турбулентности приводит к быстрому спаду концентрации резонансных электронов в определённом диапазоне энергий за счёт их рассеяния в конус потерь.

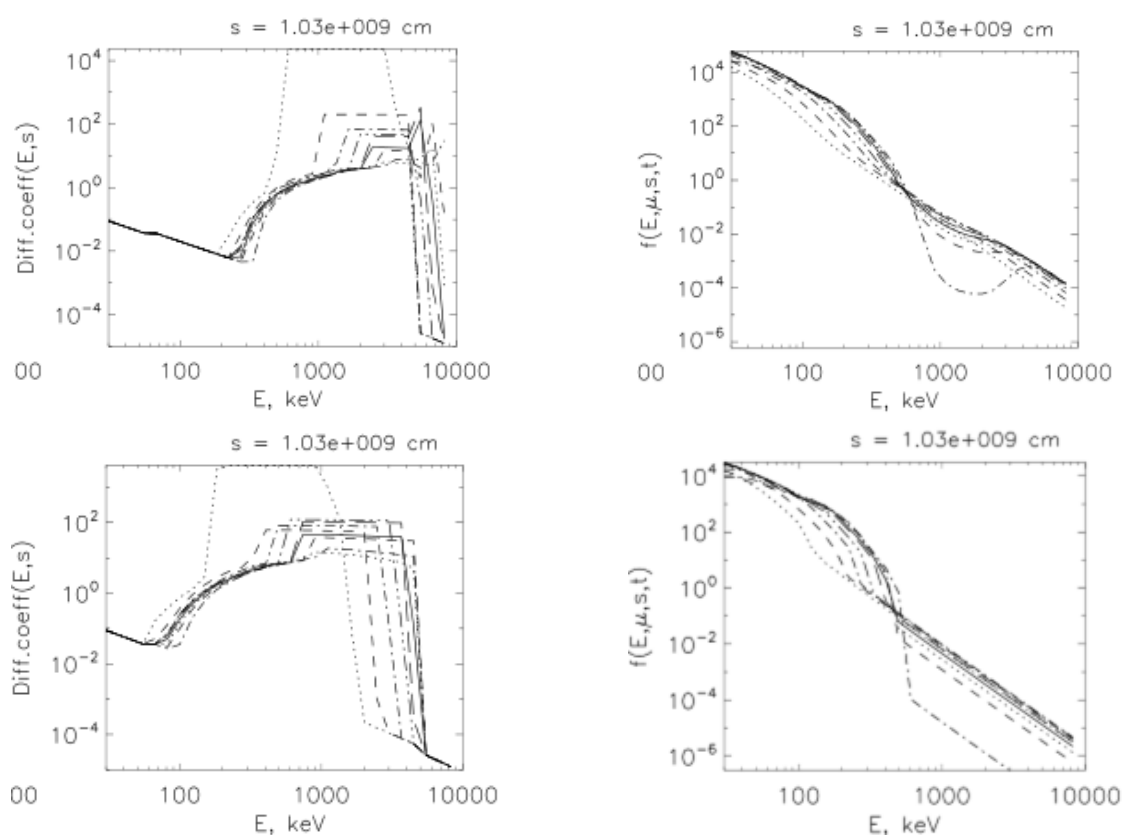


Рис. 1. Энергетические спектры коэффициента диффузии и функции распределения не-тепловых электронов в верхней части магнитной петли ($s \approx 10^9$ см от вершины), приведённые моментов времени 1.0, 1.6, 2.4, 3.2, ..., 8.6 с (линии – пунктирная, штриховая, штрих-пунктирная, и т.д.). На верхних панелях спектры приведены для питч-угла электронов $\alpha \approx 89^\circ$ (поперечные), на нижних – для питч-угла $\alpha \approx 10^\circ$ (продольные).

На рис. 1 на левых панелях для различных моментов времени показаны энергетические спектры суммарного коэффициента диффузии электронов $D_{\mu\mu}^w = D_{\mu\mu}^w + D_{\mu\mu}^c$. Видно, что его величина на 3–5 порядков превышает величину коэффициента диффузии из-за кулоновских столкновений. Кулоновский коэффициент диффузии мал по величине: $D_{\mu\mu}^c < 10^{-1}$ (сплошная наклонная линия в начале и конце энергетического диапазона). Это со-

ответствует характерному времени кулоновского рассеяния $\tau^c = 1/D_{\mu\mu}^c > 10$ с, что значительно превышает величину $l/v = 5 \times 3 \times 10^9 / 3 \times 10^{10} \approx 0.5$ с, граничную для режима слабой диффузии. Часть области энергий, где доминирует рассеяние на вистлерах ($D_{\mu\mu}^c < D_{\mu\mu}^w < 2$) также является областью рассеяния электронов в режиме слабой диффузии (диапазоны от 30 кэВ до 300–600 кэВ и от 5–7 МэВ до 10 МэВ). Режим умеренной диффузии для поперечных электронов ($\alpha \approx 89^\circ$, верхняя панель) реализуется в диапазоне энергий от 500 кэВ до 800 кэВ и около 4–5 МэВ, где $\tau = 1/D_{\mu\mu} < \sigma l/v = 0.5$ с, но $\tau > l/v \approx 0.1$ с ($2 \text{ с}^{-1} < D_{\mu\mu}^w < 10 \text{ с}^{-1}$). Для продольных электронов ($\alpha \approx 10^\circ$, нижняя панель) диапазон энергий, где действует режим умеренной диффузии, несколько шире. Как следует из графиков $D_{\mu\mu}^w$, режим сильной диффузии, $\tau = 1/D_{\mu\mu} < l/v = 0.1$ с ($D_{\mu\mu}^w > 10 \text{ с}^{-1}$) также может реализоваться в рассмотренной модели в диапазоне 1–4 МэВ, но кратковременно.

На правых панелях рис. 1 показана эволюция энергетических спектров «поперечных» и «продольных» электронов. Видно, что спектры претерпевают существенные изменения своей формы. От простого степенного с показателем $\delta = 3.6$ (пунктирная линия, момент $t = 1$ с) до сложного, характеризующегося сначала резким укрупнением в области энергий 200–500 кэВ, затем, наоборот, уплощением в области 500–1000 кэВ. Очевидно, что завал спектра в диапазоне 200–1000 кэВ прямо связан с диффузией на вистлерах. Именно в этом диапазоне, согласно графикам коэффициента диффузии, реализуются режимы сильного рассеяния на турбулентности.

Заключение

Показано, что при заданном временном профиле мощности инъекции нетепловых электронов все три режима турбулентной диффузии (слабой, умеренной и сильной) могут реализоваться одновременно. При этом каждому из режимов соответствует свой энергетический диапазон в спектре электронов. Установлено, что обратное воздействие сформировавшегося спектра турбулентности вистлеров значительно изменяет характеристики пространственного, временного, пичч-углового и энергетического распределений электронов. В частности, энергетический спектр электронов на интервале 30 кэВ – 10 МэВ может испытывать переходы от более пологого к более крутому и опять к более пологому.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18–02–00856, 17–52–80064.

Литература

1. Kennel C.F., Petschek H.E. // J.Geophys, 1966, V. 71, №1, P.1-28.
2. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры. – ИПФАН, 1986. – 190 с.
3. Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // ApJ, 1991, V. 374, P.369-373.
4. Filatov & Melnikov // Ge&Ae 2020 (accepted).
5. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. – 440 с.

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НЕТЕПЛОВЫХ ИСТОЧНИКОВ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Мерзляков В.Л.

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

CONDITIONS FOR ORIGIN OF THE NONTHERMAL SOURCES OF AN ACTIVE REGION

Merzlyakov V.L.

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

Current sheets of local magnetic source in the active region of the Sun are studied. The sheets can arise in the solar corona above a magnetic neutral line and in the chromosphere. At these sheet places the charge particles are accelerated by vortex electric field. The magnetic source that is connected with mesogranulation convection creates the electric field $E_s \sim 10^4$ (CGS). The plasma instability in the coronal place of acceleration is arisen by the E_s . This instability limits the electron energy to ~ 10 keV. In the chromospheric place of acceleration the electron can takes the energy to ~ 100 keV. These processes of particle acceleration restricted by mesogranulation life time $\approx 10^3$ s. Such time-dimension and energetic scales of the studied phenomenon correspond to the properties of solar flare.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-209-212

Введение

В атмосфере Солнца происходит ускорение частиц плазмы. Ускорение имеет либо постоянный характер, что нагревает корону, либо это эпизодическое явление в активных областях. Эпизодическое явление наблюдается как солнечная вспышка [1]. Предлагаются различные механизмы такой вспышки [2], среди которых наиболее эффективным является токовый слой. Однако реализация такого слоя в солнечной атмосфере имеет серьёзные трудности [3].

В настоящем исследовании предлагается новая концепция формирования токового слоя. Высказывается предположение, что такой слой может возникнуть от действия зон локального усиления магнитного поля мелко-масштабной конвекцией. Усиление фотосферного магнитного поля в таких местах возможно до 10 раз [4], и в некоторой окрестности такие зоны являются определяющими конфигурацию магнитного поля. И эта конфигурация может иметь магнитную особенность X-типа, которая необходима для появления токового слоя.

Модельные построения

Изучаемый вспышечный процесс продолжается, обычно, $\sim 10^3$ сек и занимает область $\sim 10^4$ км. При таких временных и пространственных масштабах естественно связать этот процесс с действием конвекции мезоградуляционного масштаба. Для появления магнитной особенности X-типа наиболее благоприятна область около нейтральной линии активной области. Здесь фотосферное магнитное поле ориентировано горизонтально, что позволяет его эффективно локально усиливать [4]. Кроме того, эти зоны по разные стороны от нейтральной линии имеют противоположные полярности. И это приводит к созданию магнитного источника со сложной конфигурацией. В такой конфигурации должна присутствовать октупольная гармоника, которая совместно с дипольной и формируют X-особенность. Силовые линии этой X-особенности изображены на рис. 1. Стрелками на рис. 1 показаны направления вектора магнитного поля. Особенность X-типа (рис. 1) имеет вид дуги и располагается в плоскости перпендикулярной дипольному моменту магнитного источника.

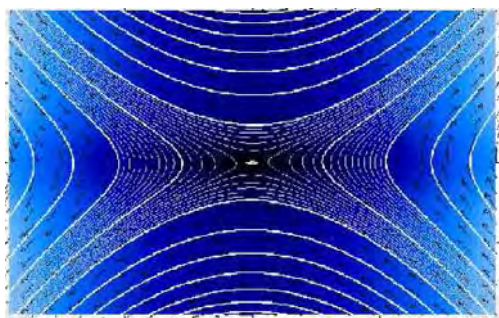


Рис. 1.

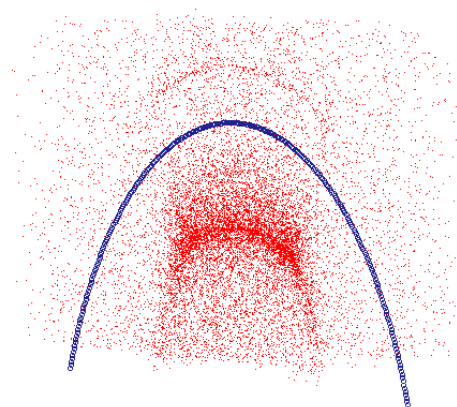


Рис. 2.

Во время усиления конвекцией магнитного поля естественно увеличивается дипольная гармоника изучаемого магнитного источника. В результате изменения величины дипольной гармоники возбуждается вихревое электрическое поле. Это поле E_ϕ ориентировано по координате ϕ в системе координат, привязанных к дипольному моменту магнитного источника. Такое же направление в пространстве имеет X-особенность (рис. 1). В таком случае, в окрестности X-особенности, где нарушается вмороженность плазмы, возникает токовый слой. И в этом слое под действием электрического поля E_ϕ ускоряются частицы плазмы.

Помимо ускорения частиц происходит дрейфовое перемещение окружающей плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$. Расчеты показали, что в результате такого дрейфа плазма локально уплотняется в виде петли (рис. 2). Со временем высота петли уменьшается. На рис. 2 также показано расположение X-особенности в виде тонкой трубки.

Важно отметить, что оно всегда расположено выше локально уплотненной петельной структуры.

Внешнее магнитное поле искажает наблюдаемую картину рис. 2, и если оно превышает $\approx 10\%$ относительно поля, создаваемое конвективным магнитным источником, то петельная структура не образуется. Помимо этого внешнее магнитное поле разрушает и магнитную X-особенность (рис. 1). Конфигурация вида рис. 1 сохраняется в местах, где внешнее поле направлено по ϕ координате. Эти места находятся над нейтральной линией в короне и две области в хромосфере (основания X-особенности на рис. 2).

Корональная область ускорения

В случае симметричной магнитной конфигурации у источника возможно рассчитать величину вихревого электрического поля из аналитического выражения [5]:

$$E_{\phi} = -(1/c) \cdot (\partial B / \partial t) \cdot r, \quad (1)$$

где c – скорость света, r – расстояние до источника, $\partial B / \partial t$ – временная производная магнитного поля на расстоянии r .

Наблюдения показывают, что корональный источник ускоренных частиц находится на высотах $\sim 10^4$ км. Наш конвективный магнитный источник расположен на глубине $\approx 10^3$ км. В таком случае для оценки поля (1) берем $r = 10^4$ км. На этих высотах напряженность магнитного поля, как полагают, находится в пределах $\sim 1 - \sim 10$ Гс. Тогда и увеличение этого поля ΔB за время существования магнитного источника (время жизни мезогранулы $\Delta t \approx 10^3$ сек) должно быть того же порядка. Отсюда имеем среднюю величину временной производной $\partial B / \partial t = \Delta B / \Delta t \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ [СГС]. С учётом принятого расстояния для r электрическое поле из (1) $E_{\phi} \sim 10^{-4}$ [СГС].

Характер ускорения зависит от соотношения величин поля E_{ϕ} и поля Драйсера E_D . Последнее зависит от температуры электронов T_e и плотности n , в системе СГС эта зависимость имеет вид:

$$E_D \approx 2 \cdot 10^{-10} n / T_e \quad (2)$$

Для корональной плазмы с температурой $T_e \approx 10^6$ К и плотностью $n \approx 10^8$ см $^{-3}$ поле Драйсера согласно формуле (2) $E_D \approx 10^{-6} \ll E_{\phi} \sim 10^{-4}$. Значит, ускорение электронов будет происходить без торможения протонами. Но в таком режиме обязательно возникнет неустойчивость, которая и создаст тормозящее действие. Для нашего случая магнитного поля, ориентированного вдоль токового слоя (X-особенности), наиболее вероятно возбуждение неустойчивости Драммонда-Розенблюта. При этой неустойчивости эффективная частота столкновения $\nu_{\text{eff}} =$ циклотронной частоте протона, величина которой в поле ≈ 1 Гс равна $\approx 10^4$ сек $^{-1}$. Тогда ускоренный электрон может набрать скорость $eE_{\phi} / m_e \nu_{\text{eff}} \approx 5 \cdot 10^9$ см/с, что соответствует приобретенной энергии ~ 10 КэВ.

Хромосферная область ускорения

Поле Драйсера в средней хромосфере Солнца ($T_e = 10^4$ К, $n = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³) $E_D \approx 10^{-2}$ согласно (2). Эта величина много больше $E_\phi \sim 10^{-4}$, что означает торможение электронов протонами с эффективной частотой $\nu_{ep} \approx 30n_p T_e^{-3/2}$.

До столкновения с протоном электрон набирает дополнительную энергию $m_e \delta V^2 / 2 = e^2 E_\phi^2 / (m_e \nu_{ep}^2) = 0.01$ эВ. И такая дополнительная энергия растёт пока электрон продолжает движение в токовом слое. Однако есть предел этому росту по достижении состояния «убегания». Это состояние наступает, когда поле Драйсера (2) станет меньше до ускоряющего поля $E_\phi \sim 10^{-4}$. Этот предел наступает по достижению температуры $T_e \approx 3 \cdot 10^6$ К. После достижения электронами такой температуры частота столкновения с протонами уменьшится до $\nu_{ep} = 3 \cdot 10^3$ сек⁻¹. И это позволит электрону набрать энергию ~ 100 КэВ. Такие энергичные электроны переходят в состояние «убегания», что приводит к возбуждению неустойчивостей, которые и ограничивают дальнейший набор энергии электронами.

Выводы

Рассмотренная ситуация с токовым слоем от зон локального усиленного магнитного поля воспроизводит наблюдаемые эффекты солнечной вспышки [1]. Области ускорения частиц возникают в короне над нейтральной линией и в хромосфере, где появляются два места вследствие геометрии X-особенности (рис. 2). Энергетические возможности корональной области ускорения намного меньше, чем в хромосферных местах.

Кроме того, ниже корональной области ускорения возникает плотное образование в виде петли (рис. 2). И высота этой петли уменьшается в процессе вспышки.

Помимо указанных вспышечных проявлений вариант магнитной X-особенности позволяет разрешить проблему нехватки электронов во время вспышки. В случае конфигурации X-типа (рис. 1) по силовым магнитным линиям в область ускорения постоянно поступают электроны из окружающей плазмы.

Литература

1. Benz A. O. // Living Rev. Sol. Phys., 2017, v. 14, p. 2.
2. Fletcher L., Dennis B.R., et al. // Space Sci. Rev., 2011, v. 159, pp. 19–106.
3. Подгорный А.И., Подгорный И.М. // Астрон. Журн., 2006, т. 83, № 10, с. 940–949.
4. Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A. // Adv. Space Res., 2015, v. 55, pp. 862–870.
5. Молоденский М.М., Мерзляков В.Л. // Письма Астрон. Журн., 2002, т. 28, № 4, с. 314–320.

ЭВОЛЮЦИЯ ИСТОЧНИКА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ФОТОСФЕРЫ

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

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

EVOLUTION OF THE SOURCE OF A PHOTOSPHERIC ACTIVE REGION

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

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

The places of the magnetic field maximum of solar active region are analyzed. The synoptic magnetic maps of observatory Kitt Peak are used. It was established that rotation velocity of these places and the distance between them are varied during active region evolution. The velocity variation is indicated that active region has a moving magnetic source. According to helioseismology, the magnetic source lifts from underphotospheric level $0.90 R_{sun}$ to $0.98 R_{sun}$ and back to initial level. Such source shift may be controlled by gigantic convection cells. At rising lift the magnetic source is a compact size. The model calculations have shown that the source had the octupole moment $\sim 10^{-4} R_{sun}^2$ relatively dipole moment. At reverse motion the source probably is divided to two parts by convection cells.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-213-216

Введение

Появление на фотосфере Солнца магнитных активных областей связано с выходом магнитного потока из зоны генерации. Эта зона, как полагают, находится в основании конвективной области. Исторически сложилось, что процесс трансформации магнитного потока через конвективную область к фотосфере рассматривается как «всплытие» компактной структуры. Особой популярностью пользуется структура в виде петли. Однако современные наблюдения не подтверждают представление о формировании активной области как результат «всплытия» компактного магнитного образования. [1, 2].

По мнению авторов, активные области на фотосфере возникают от действия магнитного источника, который создается магнитоконвекцией. Эту точку зрения подтверждает обнаруженное колебание скорости вращения активных областей [3]. В настоящем исследовании предполагается более детально изучить временные колебания параметров активной области. И на основе полученных данных определить свойства магнитного источника активной области.

Результаты

В качестве наблюдательных данных использовались магнитные синоптические карты обсерватории Kitt Peak за 2007 год. Анализировались 2

активные области южной полусферы на широте $\approx 8^\circ$ вблизи кэррингтоновской долготы 200° за обороты CR2057 – CR2064 [4]. Для каждого кэррингтоновского оборота определялись координаты места максимальной напряжённости магнитного поля разного знака. Определялось угловое расстояние между этими местами. А также находилась средняя скорость вращения указанных зон максимальной напряжённости.

Проведенные оценки углового расстояния между зонами максимальной напряжённости (L) и средней скорости их вращения (V) приведены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Временные отсчёты даются в кэррингтоновских оборотах относительно начального CRo = CR2055 и CRo = CR2061 для первой и второй активной области. Полученные величины отмечены кружками и квадратами для разных активных областей. На рис. 2 даются средние широтные положения $\langle\varphi\rangle$ изучаемых зон максимальной напряжённости магнитного поля за весь временной интервал наблюдения.

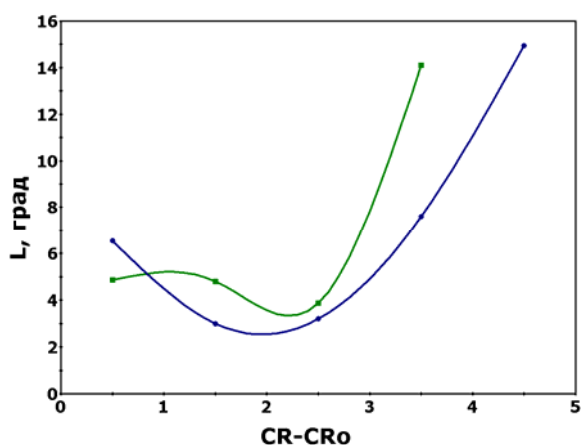


Рис. 1.

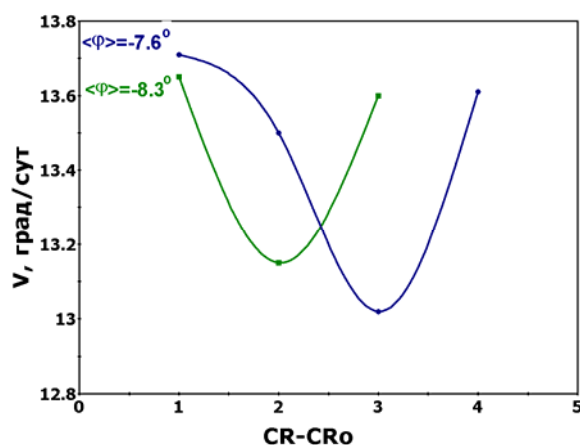


Рис. 2.

На рис. 1 и рис. 2 видно, что анализируемые параметры активной области имеют минимумы. И в пределах изучаемого временного масштаба $1CR$ можно говорить о совпадении моментов минимума расстояния L и скорости вращения V . Кроме того, на рис. 2 проявилась интересная закономерность – конечная скорость практически совпадает с начальной. В частотах вращения колебание скорости (рис. 2) составляет от 470 нГц до 450 нГц. Для широты 8° такие изменение скорости означают, что источник активной области перемещается в пределах расстояний $0.90 R_{\text{sun}} - 0.98 R_{\text{sun}}$ [5, 6] относительно центра Солнца.

Свойства магнитные источника

Перемещение источника активной области (рис. 2) приводит к тому, что зоны максимальной напряжённости меняют свое относительное положение на фотосфере (рис. 1). Авторы предлагают объяснение такому факту как проявлению недипольности изучаемого источника. Наиболее вероят-

ным выглядит вариант с ориентацией моментов дипольной и октупольной магнитных гармоник перпендикулярно солнечному радиусу. Изменение наблюдаемого расстояния L от 6° до $2^\circ - 3^\circ$ при подъеме источника (рис. 1) возможно, если отношение октупольной гармоники (Q) к дипольной (M) составляет $Q/M \sim 10^{-4} R_{\text{sun}}^2$ (в масштабе солнечного радиуса R_{sun}). При достижении источником уровня $0.98 R_{\text{sun}}$ от центра Солнца напряжённость магнитного поля должна быть на фотосфере ≈ 1 кГс, что предполагает величину дипольной гармоники $M \approx 10^{-2} R_{\text{sun}}^3$.

Модельные расчеты магнитного поля между зонами максимальной напряжённости для варианта $M = 2 \cdot 10^{-2} R_{\text{sun}}^3$ приведены на рис. 3 и рис. 4 при положении источника на уровнях $0.90 R_{\text{sun}}$, $0.96 R_{\text{sun}}$, $0.98 R_{\text{sun}}$ относительно центра Солнца. Величина напряжённости B_r есть проекция составляющих магнитного поля источника на солнечный радиус. Напряжённости магнитного поля даются в гауссах.

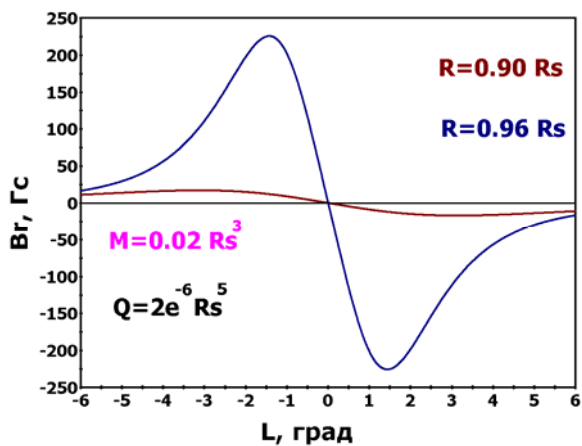


Рис. 3.

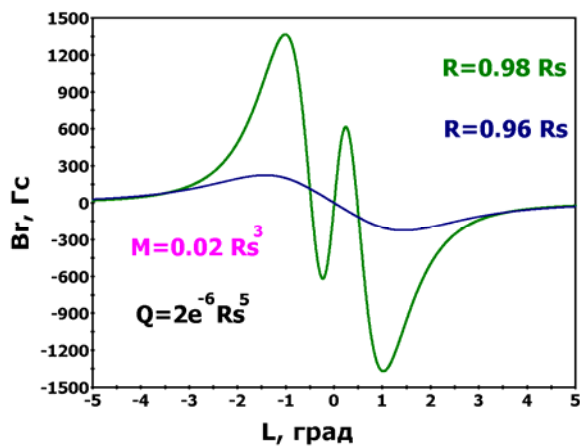


Рис. 4.

Как видно на рис. 3, при нахождении источника на начальном уровне $0.90 R_{\text{sun}}$ расстояние между максимальными напряжённостями около 6° . А на уровне $0.98 R_{\text{sun}}$ (рис. 4) это расстояние уменьшилось до 2° . Помимо роста напряжённости на фотосфере происходит и увеличение магнитного потока. В случае рассмотренных величин магнитных гармоник ($M = 2 \cdot 10^{-2} R_{\text{sun}}^3$, $Q = 2 \cdot 10^{-6} R_{\text{sun}}^5$) суммарный магнитный поток в пределах активной области (площадью $20^\circ \times 20^\circ$) возрастает от $1.4 \cdot 10^{21}$ Мх при положении источника на уровне $0.90 R_{\text{sun}}$ до $8.8 \cdot 10^{21}$ Мх при достижении уровня $0.98 R_{\text{sun}}$ от центра Солнца.

Ситуация при обратном движении источника от уровня $0.98 R_{\text{sun}}$ до $0.90 R_{\text{sun}}$ оказалась существенно отличной от процесса подъема в плане изменения относительного положения зон максимальной напряжённости (рис. 1). Увеличение расстояния L до $14^\circ - 15^\circ$ при его обратном перемещении невозможно объяснить изменением в соотношении магнитных гармоник источника. Наиболее вероятным объяснением такого увеличения

расстояния L является геометрическая трансформация магнитного источника. Такая трансформация может быть, в частности, следствием разделения источника конвективными ячейками. Горизонтальные размеры этих ячеек должны, в таком случае, быть $\geq 7^{\circ}$. Этот размер соответствует гигантским ячейкам конвекции.

Выводы

Проведённый анализ эволюционных изменений зон максимальной напряжённости магнитного поля показал радиальное перемещение источника фотосферной активной области. Перемещение происходит с уровня $0.90 R_{\text{sun}}$ от центра Солнца до $0.98 R_{\text{sun}}$ и обратно, что, по-видимому, связано с влиянием конвекции. И это влияние, очевидно, не ограничивается пассивным подъемом и опусканием магнитного источника. На что указывает увеличение расстояния между зонами максимальной напряжённости магнитного поля в процессе опускания магнитного источника (рис. 1).

Наиболее вероятной конфигурацией магнитного источника фотосферной активной области является наличие значимой октупольной гармоники. Её величина относительно дипольной гармоники составляет $\sim 10^{-4} R_{\text{sun}}^2$ и ориентирована вдоль неё. Сама дипольная гармоника в процессе подъема источника активной области имеет величину $M \sim 10^{-2} R_{\text{sun}}^3$. Во время обратного перемещения такой источник, вероятно, перераспределяется между двумя конвективными ячейками. Масштаб перераспределения указывает на то, что ячейки относятся к гигантскому масштабу конвекции. Эта конвекция, по-видимому, располагается над супергигантскими ячейками, основание которых находится в зоне генерации магнитного поля Солнца.

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. *Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A.* // *Solar. Phys.*, 2016, v. 291, pp. 371–382.
2. *Getling A.V., Buchnev A.A.* // *Astrophys. J.*, 2019, v. 871, p. 224.
3. *Merzlyakov V.L., Starkova L.I.* // *Geomagn. Aeron.*, 2017, v. 57, № 7, pp. 821–824.
4. https://solis.nso.edu/0/vsm/crmmaps/63021_cr2046-2065.html
5. *Kosovichev A.G.* // *Adv. Space Res.*, 2006, v. 37, no. 8, pp. 1455–1466.
6. *Schou J., Howe R., Basu S. et al.* // *Astrophys. J.*, 2002, v. 567, pp. 1234–1249.

ШИРОТНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ КОРОНАЛЬНЫХ ЯРКИХ ТОЧЕК

Миненко Е.П., Эгамбердиев Ш.А.

Астрономический институт им. Мирзо Улугбека АН РУз., Ташкент, Узбекистан

LATITUDINAL AND TEMPORAL ANALYSIS TO LONG-PERIOD VARIATIONS OF THE CORONAL BRIGHT POINTS

Minenko E.P., Ehgamberdiev Sh. A.

Ulugh Beg Astronomical Institute (UBAI), Tashkent, Uzbekistan

The analyses of temporal and latitudinal variations of wavelet spectra for the number of Coronal Bright Points (CBP) in 23 and 24 cycles of solar activity were carried out using the Morlet wavelet function. Variation of the CBPs total number does not show any noticeable correlation with the sunspot cycles. On the other hands the CBPs number at high latitude zone appears to be in anticorrelation with the solar cycle.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-217-220

На первых снимках Солнца, полученных в мягкой рентгеновской области спектра с зондирующей ракеты *Acrobee* в 1969 году, были обнаружены сразу два до этого неизвестных образования [1]. Это корональные дыры и корональные яркие точки (КЯТ). На изображениях диска Солнца в рентгене и далёкой ультрафиолетовой областях спектра можно видеть несколько десятков, а иногда и сотню, компактных образований (именно поэтому они и были названы «точками»), размером 10–40 секунд дуги (arcsec) и средним временем жизни от 8 часов до двух суток [2, 3].

Дальнейшие исследования показали, что КЯТ отчетливо наблюдаются не только в рентгеновских, ультрафиолетовых лучах, но и проявляются радиодиапазоне, а также, отчетливо видны на спектрогелиограммах в линии 10830 Å нейтрального гелия [4–8]. В целом ряде работ, исследована локализация КЯТ относительно узлов хромосферной сетки, а также, связь с мелкомасштабными эфемерными активными образованиями с биполярным магнитным полем [4–8].

Анализ рентгеновских снимков, полученных с высоким пространственным разрешением с космических аппаратов, позволил обнаружить тонкую структуру КЯТ, состоящую из отдельных короткоживущих «петьель» [6]. Именно такая структура КЯТ, по-видимому, объясняет вариации их яркости. Более детальные сведения о периодических колебаниях яркости этих образований были получены на основе применения вейвлет-анализа. Так, было установлено, что периоды колебаний яркости ЯКТ могут находиться в диапазоне от 420–650 до 1100 секунд [9–10]. В дальней-

шем были обнаружены более длительные периодические колебания яркости продолжительностью до 64 минут [11].

Существует мнение, что КЯТ и связанные с ними биполярные магнитные структуры очень похожи на мелкомасштабные активные области на Солнце [12]. Отсюда следует, что КЯТ тоже должны показывать долгопериодические временные и широтные вариации по аналогии с циклическими изменениями солнечной активности.

Поэтому целью настоящей работы являлся поиск на основе вейвлет-анализа временных и пространственных закономерностей в вариации числа КЯТ в зависимости от фазы циклов солнечной активности.

В качестве исходных данных для анализа мы использовали ряды среднемесячных значений как полного числа КЯТ, так и их распределение на различных широтных интервалах по диску Солнца, полученных с частотой один снимок в день. Анализируемые данные получены из корональных снимков инструмента EIT/SOHO на длине волны 195 Å [13]. Для анализа были использованы программы, написанные на платформе IDL 8.5 с использованием библиотеки Solar Soft (SSW). Были изучены широтно-временные изменения частотных спектров для числа КЯТ с использованием вейвлет-преобразования. В данной работе для анализа был выбран вейвлет Морле. Разделение КЯТ по гелиоширотам проведено согласно нашим ранним работам и рекомендациям для данных EIT/SOHO [14].

На рис. 1 представлены графики изменения среднемесячных значений числа КЯТ для полного солнечного диска (слева) и соответствующие вейвлет-спектры (правая колонка) в трех широтных зонах: на экваторе, в зоне активных образований и на высоких широтах. На левой колонке явно видно, что число КЯТ на разных широтах меняется по-разному. Кривая изменения среднемесячного числа КЯТ суммарно по всем широтам не показывает явного соответствия с течением 23 и 24 циклов солнечной активности. На экваторе кривая изменения числа КЯТ согласуется с течением солнечных циклов. С другой стороны, изменение числа КЯТ на высоких широтах явно развивается в противофазе с течением рассматриваемых солнечных циклов.

Результаты оценки спектральной плотности как функции периода в случае вейвлет-спектров (см. рис. 1., правая колонка) показали, что одиннадцатилетняя цикличность отмечается во всех рассматриваемых случаях, включая кривую суммарного изменения среднемесячного числа КЯТ.

На экваторе цикл более выражен и начинается раньше, чем на других широтах, также наблюдается более широкий профиль. Кроме того, на экваторе наблюдается два квазипериодических интервала продолжительностью около 5 лет (первый в 23 цикле, второй, менее выраженный в 24). Также, в случае экватора, явно выделяются три периода: порядка 11 лет, 12.5 и 22 года. Нужно отметить, что продолжительность 23 цикла по числу Вольфа составляет 12.7 лет, а 24 – 11.5 лет, соответственно. Наблюдается

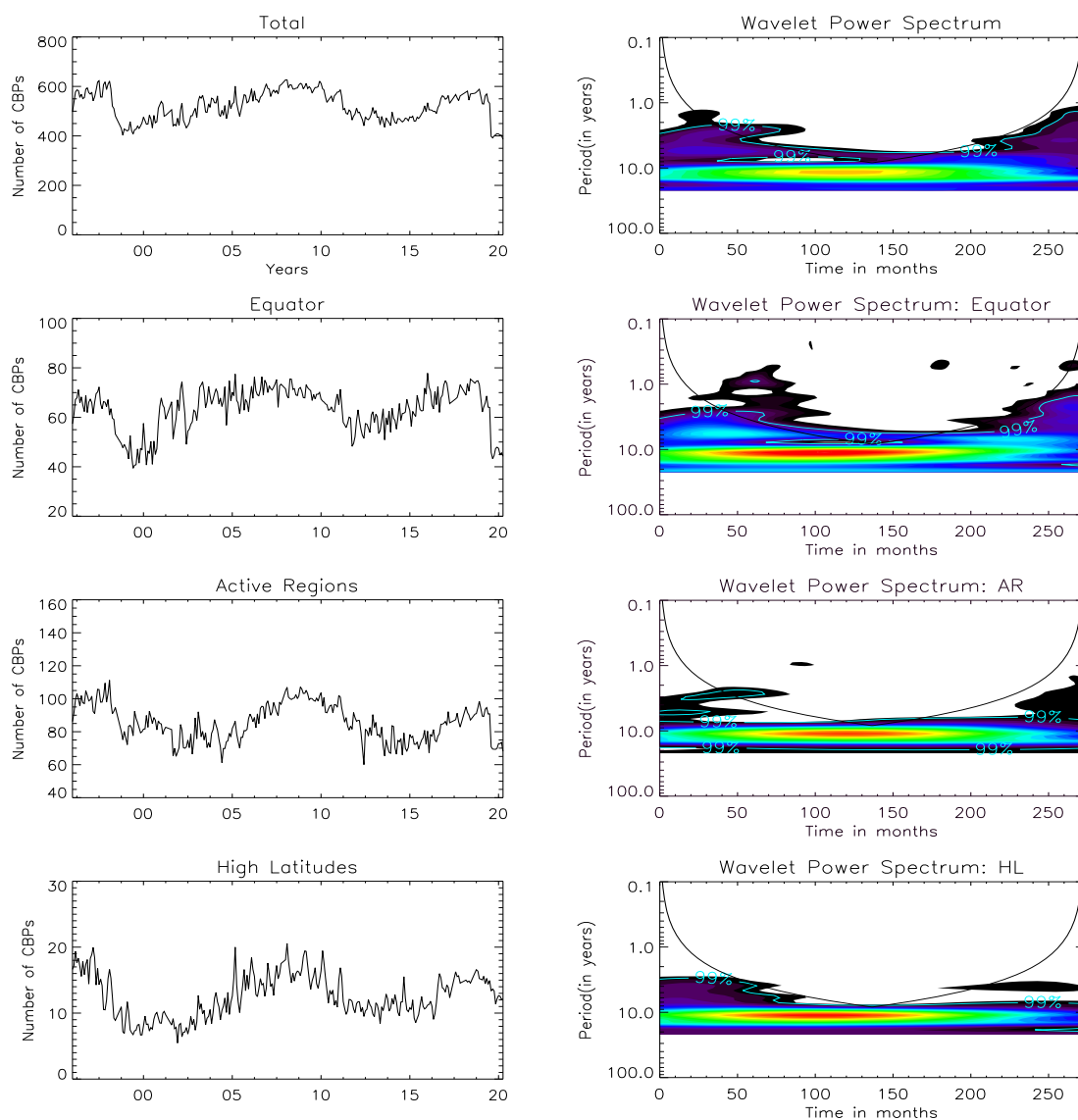


Рис. 1. Графики изменения числа КЯТ (левая колонка) и соответствующий модуль вейвлет-преобразования по времени на различных широтах.

более раннее начало развития активности КЯТ в случае экватора и высоких широт. В то время как в зоне широт активного Солнца наблюдается более суженный профиль распределения спектральной плотности. Возможно, это может служить свидетельством того, что эволюция КЯТ может подчиняться закону Шпёрера, и подобно солнечным пятнам, КЯТ в начале цикла возникают на высоких гелиографических широтах, впоследствии мигрируя к экватору. Частично это может быть также следствием сложения мод двух типов КЯТ, где первый тип «ярких» КЯТ дает высокий коэффициент корреляции, а второй тип («тусклые» КЯТ) показывает антикорреляционную картину с циклом солнечной активности [14].

Данная работа выполнена в рамках проекта ВА-ФА-Ф-2-009ФИ АН РУз.

Литература

1. *Vaiana G.S., A.S. Krieger, L.P. Van Speybroeck, T. Zehnfennig // Bull. Am. Phys. Soc., 1970, 15, 611.*
2. *Golub L., A.S. Krieger, J.K. Silk, et al. // Astrophys. J., 1974, 189, L93.*
3. *Sheeley N.R.Jr., L. Golub // Sol. Phys., 1979, 63, 119.*
4. *Wang & Sheeley // Astrophys. J., 1994, 284, 265.*
5. *Эгамбердиев Ш.А., Н.А. Яковкин, М.Ю. Зельдина // Изв. АН УзССР, 1983, серия физ.-мат. наук, № 5, с. 59-63.*
6. *Habbal S.R., G.L. Withbroe, J.F. Dowdy // Astrophys. J. 1990, 352, 333.*
7. *Webb D.F., S.F. Martin, D. Moses, J.W. Harvey // Sol. Phys., 1993, 144, 15.*
8. *Madjarska M.S., J.G. Doyle, L. Teriaca, D. Banerjee // A&A, 2003, 398,775.*
9. *Ugarte-Urra I., J.G. Doyle, M.S. Madjarska, E.O'Shea // A&A, 2004a, 418, 313.*
10. *Ugarte-Urra I., J.G. Doyle, M.S. Madjarska, C.R. Foley // A&A, 2004b, 425, 1083.*
11. *Tian H., L.-D. Xia, and S. Li // A&A, 2008,489, 741.*
12. *Vaiana G.S., J.M. Davis, R. Giacconi, et al. // Astrophys. J. Lett., 1973, 185, L47.*
13. *Delaboudinière J.P., G.E. Artzner, A.H Gabriel, et al. // Solar Physics, 1995, 162 (1–2): 291–312.*
14. *Sherdanov Ch.T., E.P. Minenko, A.M. Tillaboev, I. Sattarov // Astrophysics and Space Science Proceedings 2012, 30, 197.*

ХРОМОСФЕРНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ И СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Моргачев А.С.¹, Цап Ю.Т.², Смирнова В.В.², Моторина Г.Г.^{3,4}

¹*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия*

²*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

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

⁴*Astronomical Institute ASCR, 251 65 Ondrejov, Czech Republic*

CROMOSPHERIC CONDENSATION AND SUB-TERAHERTZ EMISSION FROM SOLAR FLARES

Morgachev A.S.¹, Tsap Yu.T.², Smirnova V.V.², Motorina G.G.^{3,4}

¹*Lobachevsky University, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

³*Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

⁴*Astronomical Institute ASCR, 251 65 Ondrejov, Czech Republic*

On the basis of F-CHROMA solar flare model database (<https://www.fchroma.org>) the temporal evolution of thermal bremsstrahlung in the sub-terahertz frequency range (at 93 and 140 GHz) from the flare chromosphere and transition region is calculated. The model is based on RADYN numerical code, which describes the response of chromospheric background plasma to the action of a beam of accelerated electrons in the form of a triangular pulse. It has been shown that the positive slope of the spectrum in the 93-400 GHz frequency range during the entire burst is formed. The time profile of the sub-THz emission is quite complex and has several maxima due to gas-dynamic phenomena. The region of low temperature and high plasma density (so-called chromospheric condensation) appears and moves to the region of high altitudes from the 6th to 11th second and then disappears. It determines a complex temporal profile of sub-THz emission which can be used for flare plasma diagnostics.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-221-224

Введение

Вопрос о происхождении оптического излучения солнечных и звездных вспышек все еще остается открытым. До сих пор неясно, каким образом происходит нагрев и передача энергии ускоренных частиц в плотные слои атмосферы. В частности, в солнечную фотосферу могут проникнуть только такие электроны, энергия которых превышает сотни кэВ. Однако, принимая во внимание степенной спектр электронов, а также полагая нижнюю пороговую энергию равной 10–20 кэВ, нетрудно прийти к выводу, что на долю таких частиц приходится пренебрежимо малая часть энергии вспышки.

Решение этой проблемы может быть связано с излучением хромосферной конденсации, образующейся в результате газодинамических яв-

лений [1–3]. В частности, около 40 лет назад в работе [2] на основе численных расчетов было показано, что поток электронов с плотностью энергии 10^{12} эрг см^{-2} с^{-1} приводит к формированию солнечной хромосферной конденсации толщиной несколько десятков км, движущейся вниз со скоростью ~ 10 км/с. При этом образование плотной ($\sim 10^{15}$ см^{-3}) и холодной ($\sim 10^4$ К) конденсации сопровождается испарением хромосферного вещества с температурой, превышающей миллионы градусов. В настоящее время эти два явления рассматриваются как два фундаментальных процесса вспышечного энерговыделения.

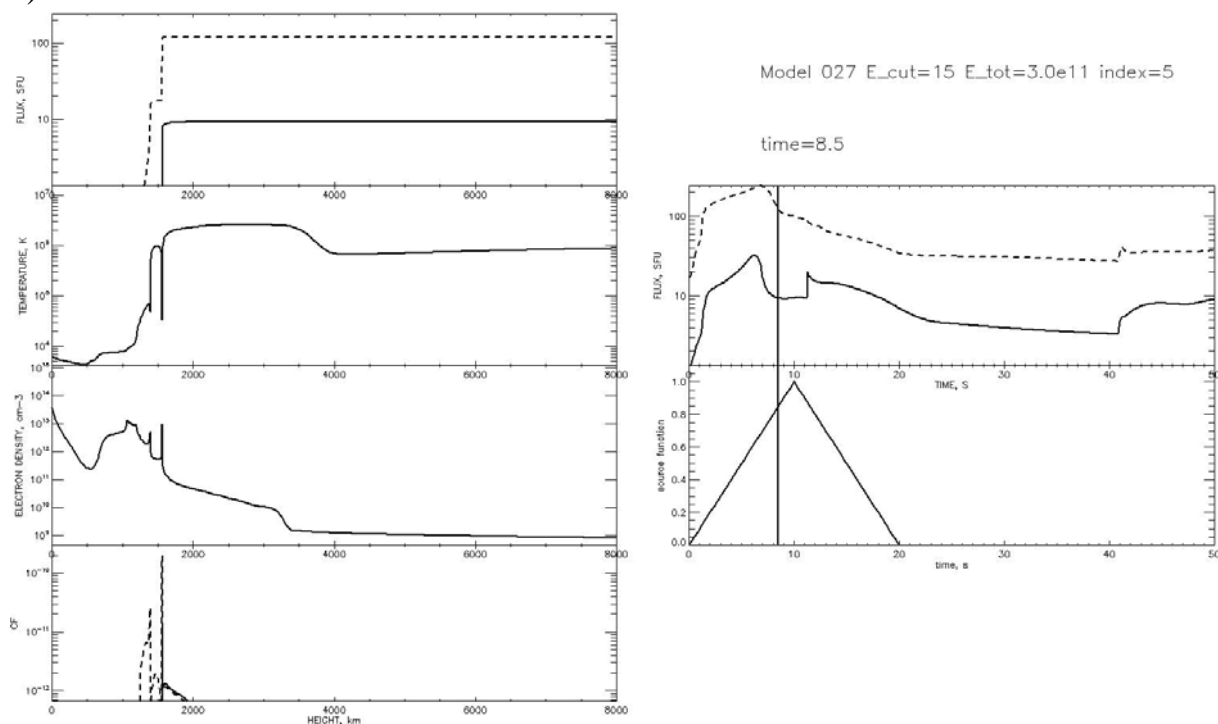
Вплоть до последнего времени исследование свойств хромосферных конденсаций ограничивалось ближним ультрафиолетовым и оптическим диапазоном. В хромосферных линиях, и, прежде всего, в линии $\text{H}\alpha$, они проявляются в виде асимметрии красного крыла линий. Между тем, поскольку вклад в излучение может вносить не только хромосферная конденсация, но окружающая ее плазма, то это существенно затрудняет проведение диагностики этого газодинамического образования. На наш взгляд, именно наблюдения вспышечного суб-ТГц излучения солнечных и звездных вспышек с положительным наклоном спектра, за которое ответственна тепловая плазма [4], позволяют получить важную информацию о свойствах хромосферной конденсации. Изучению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Моделирование суб-ТГц радиоизлучения

Нами был выполнен расчет теплового тормозного излучения в суб-терагерцовом диапазоне для одномерных моделей вспышечной хромосферы и переходной области, полученных на основе численного решения системы нелинейных уравнений газодинамики и переноса излучения в не-ЛТР приближении с помощью программного кода RADYN [5]. В качестве рабочей была выбрана модель №27 вспышечной хромосферы и переходной области, полученная в рамках международного проекта F-CHROMA (<https://www.fchroma.org>). Модель описывает отклик невозмущенной солнечной атмосферы типа VAL-C [6] на поток высокоэнергичных нетепловых электронов со степенным энергетическим спектром δ в виде импульса треугольной формы длительностью 20 сек (рис. 1, правая нижняя панель). В данной модели спектральный индекс $\delta = 5$, нижняя граница энергии ускоренных электронов $E_c = 15$ кэВ и их полный поток $F_e = 3 \times 10^{11}$ [эрг \times $\text{с}^{-1} \times \text{см}^{-2}$].

Используя модельные высотные зависимости температуры и концентрации плазмы в каждый момент времени, были рассчитаны высотное распределение потока теплового тормозного излучения на частотах 93 и 140 ГГц, временной профиль полного потока излучения модели, а также функция вклада источника (рис.1), используя методику, описанную в работе [7].

а)



б)

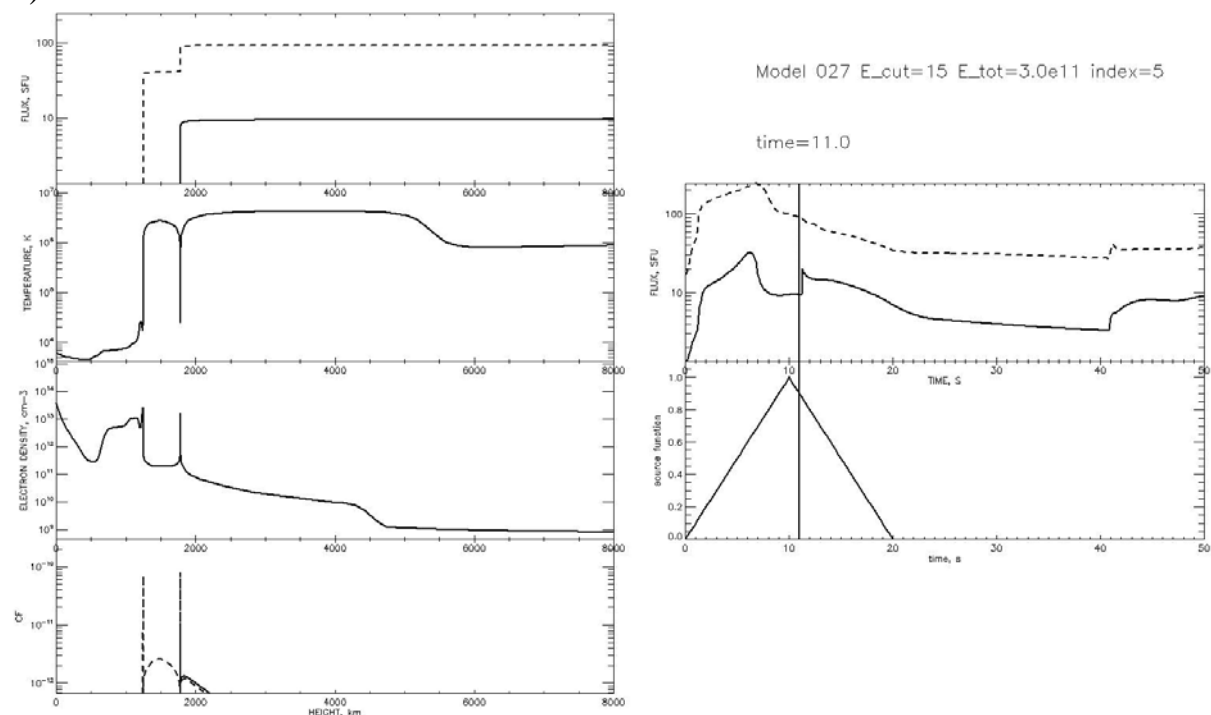


Рис. 1. Левая панель: высотное распределение потока излучения $F(h)$, температуры и концентрации электронов плазмы модельной атмосферы, функции вклада $CF(h)$ источника излучения на частотах 93 (сплошная линия) и 140 ГГц (штриховая линия) в моменты времени $t = 8.5$ с (а) и $t = 11$ с (б). Правая панель: временные профили суб-ТГц излучения на частотах 93 и 140 ГГц и функция инжекции электронов. Вертикальная сплошная линия определяет соответствующие моменты времени, принятые на левой панели.

На рис. 1 (левая панель) представлены результаты расчетов для двух моментов времени $t = 8.5, 11$ с. На высотных профилях можно видеть два ярко выраженных всплеска («антивсплеска») по плотности и температуре, которые соответствуют хромосферным конденсациям. Наиболее интересной особенностью этих образований является то, что они медленно движутся вверх и, как показывают обстоятельные расчеты, вклад конденсаций толщиной всего в несколько десятков километров в суб-ТГц излучение на частотах 93 и 140 ГГц в соответствующие моменты времени является определяющим (см. на рис.1 график высотного распределения потока излучения $F(h)$ и функции вклада CF).

Обсуждение результатов и выводы

Как следует из расчетов, временной профиль модельного суб-ТГц излучения, в отличие от профиля импульса инжектируемых электронов, имеет два выраженных пика (рис. 1 справа), что связано с неоднородностью плазмы хромосферы и переходной области. При этом максимум суб-ТГц всплеска наступает раньше максимума функции инжекции. Наклон спектра на протяжении всего промежутка времени, длительностью 50 сек, оставался положительным. Образование и релаксация хромосферных конденсаций, характеризующихся пониженной температурой и повышенной плотностью плазмы, сопровождалась существенными изменениями временных профилей суб-ТГц излучения, что, на наш взгляд, может быть использовано для диагностики этих плазменных образований. Это также предполагает заметные различия в поведении временных профилей суб-ТГц и жесткого рентгеновского излучения в пределах десятков секунд, что хорошо согласуется с наблюдениями.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-72-10158 (ГМ) и Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006) (ЮЦ, ВС).

Литература

1. *Kostiuk N.D., Pikelner S.B.* // *Soviet Astron.*, 1975, 18, 590.
2. *Livshits, M.A., Badalian, O.G., Kosovichev, A.G., Katsova, M.M.* // *Solar Phys.*, 1981, 73, 269.
3. *Kowalski A. F., Allred J.C.* // *ApJ*, 218, 852, 61.
4. *Kontar, E.P., Motorina, G.G., and Jeffrey, N.L.S., et al.* // *Astron. Astrophys.*, 2018, 620, id A95.
5. *Allred J.C., Kowalski A.F., Carlsson M.* // *Astrophys. J.* V. 809. ID. 104. 2015.
6. *Vernazza, J.E., Avrett, E., Loeser, R.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1981, vol. 45, pp. 635–725.
7. *Morgachev A.S., Yu.T. Tsap, V.V. Smirnova, et al.* // *Ge&Ae*, in press.

РАЗВИТИЕ АКТИВНОСТИ И ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛЯРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА В ЦИКЛАХ 21–24

Мордвинов А.В.¹, Кичатинов Л.Л.^{1,2}, Голубева Е.М.¹

¹*Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН, Иркутск, Россия*

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

DEVELOPMENT OF SOLAR ACTIVITY AND EVOLUTION OF THE SUN'S POLAR FIELDS IN CYCLES 21-24

Mordvinov A.V.¹, Kitchatinov L.L.^{1,2}, Golubeva E.M.¹

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of RAS, Irkutsk, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

The evolution of the Sun's magnetic fields was studied in cycles 21–24. The global restructuring of the open magnetic flux and the formation of polar coronal holes were also studied using synoptic maps of the magnetic field and coronal holes. The time-latitude analysis is adequate to understand the features of individual cycles and their general patterns. The analysis makes it possible to study the poleward flux transport and asynchronous formation of polar coronal holes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-225-230

Введение

Эмпирическая концепция Бэбкока-Лейтона [1], современные теория динамо переноса магнитного потока [2, 3], модели переноса остаточного магнитного потока [4] в целом воспроизводят основные особенности формирования и обращения полярного поля Солнца [5, 6]. Глобальная реорганизация магнитных полей и смена доминирующих полярностей на полюсах Солнца завершается формированием полярных корональных дыр (ПКД). Установлено, что на этой фазе цикла корональные дыры появляются на более высоких широтах [7]. Определяющую роль в циклической реорганизации открытого магнитного потока играют ансамбли корональных дыр (АКД), которые формируются в униполярных магнитных областях (УМО) вблизи распадающихся комплексов активности (КА) [8].

Эволюция АКД определяется процессами пересоединения открытых и закрытых магнитных полей. Постепенное накопление и объединение АКД в полярных областях Солнца приводит к формированию ПКД. В целом эти наблюдательные факты укладываются в современные теоретические представления и учитываются в модельных расчетах. Вместе с тем, формирование ПКД и общие закономерности эволюции остаются плохо изученными.

В настоящей работе выполнен анализ развития активности в циклах 21–24. Изучена эволюция крупномасштабных магнитных полей, обращение магнитных полей и формирование корональных дыр на полюсах

Солнца. Показано, что обращение магнитных полей на полюсах Солнца во многом определяется развитием низкоширотной активности.

Данные и метод

Для решения поставленной задачи выполнен совместный анализ синоптических карт магнитных полей и корональных дыр (КД). Использованы синоптические карты радиальной компоненты магнитного поля и КД, построенные по многолетним измерениям обсерваторий Китт Пик, Солис, и космических обсерваторий SoHO/EIT и SDO/AIA.

В работе использованы магнитные синоптические карты NSO/GONG 6768 \AA и фильтрограммы SDO/AIA 193 \AA . По фильтрограммам получены синоптические карты распределения КД с применением методики [8]. Оба ряда карт были усреднены по 5-ти кэррингтоновским оборотам так, что карта центрального оборота оставалась без изменений, а для двух предыдущих и двух последующих карт учитывалось дифференциальное вращение. Далее усредненные распределения МП были очищены от погрешностей и шумов с помощью вейвлет-фильтрации.

Широтно-временной анализ магнитных полей Солнца и обращение его магнитных полей на полюсах в циклах 21–24

На рис. 1а,в показаны изменения площадей солнечных пятен в северном и южном полушариях Солнца, соответственно. Распределение площадей солнечных пятен по гелиошироте оценено по данным, подготовленным в синоптическом формате (<http://solarcyclescience.com>). Площади солнечных пятен характеризуют всплывающие магнитные потоки, которые появляются асинхронно в северном и южном полушариях Солнца. Области интенсивного пятнообразования показаны в широтно-временном распределении магнитных полей (черные пятна, рис. 1б).

По мере эволюции комплексов активности (КА) и после их распада слабые магнитные поля рассеиваются в окружающей фотосфере, образуя униполярные магнитные области (УМО). Диффузия и адвекция остаточного магнитного потока определяют дальнейшую эволюцию УМО [3]. УМО преимущественно хвостовых полярностей переносятся к полюсам Солнца меридиональными течениями [9].

Для изучения эволюции фотосферных магнитных полей выполнен широтно-временной анализ последовательности синоптических карт за период 1975–2020 гг. Каждая карта усреднялась по гелиодолготе, чтобы определить широтный профиль, характеризующий зональную структуру магнитного поля. Широтные профили всех карт были выстроены в хронологическом порядке в виде широтно-временного распределения, которое сглажено с помощью вейвлет-фильтрации. Сглаженное распределение показано на рис. 1б. Области, в которых доминирует положительная либо от-

рицательная полярность, показаны в бело-серых и черно-серых тонах соответственно.

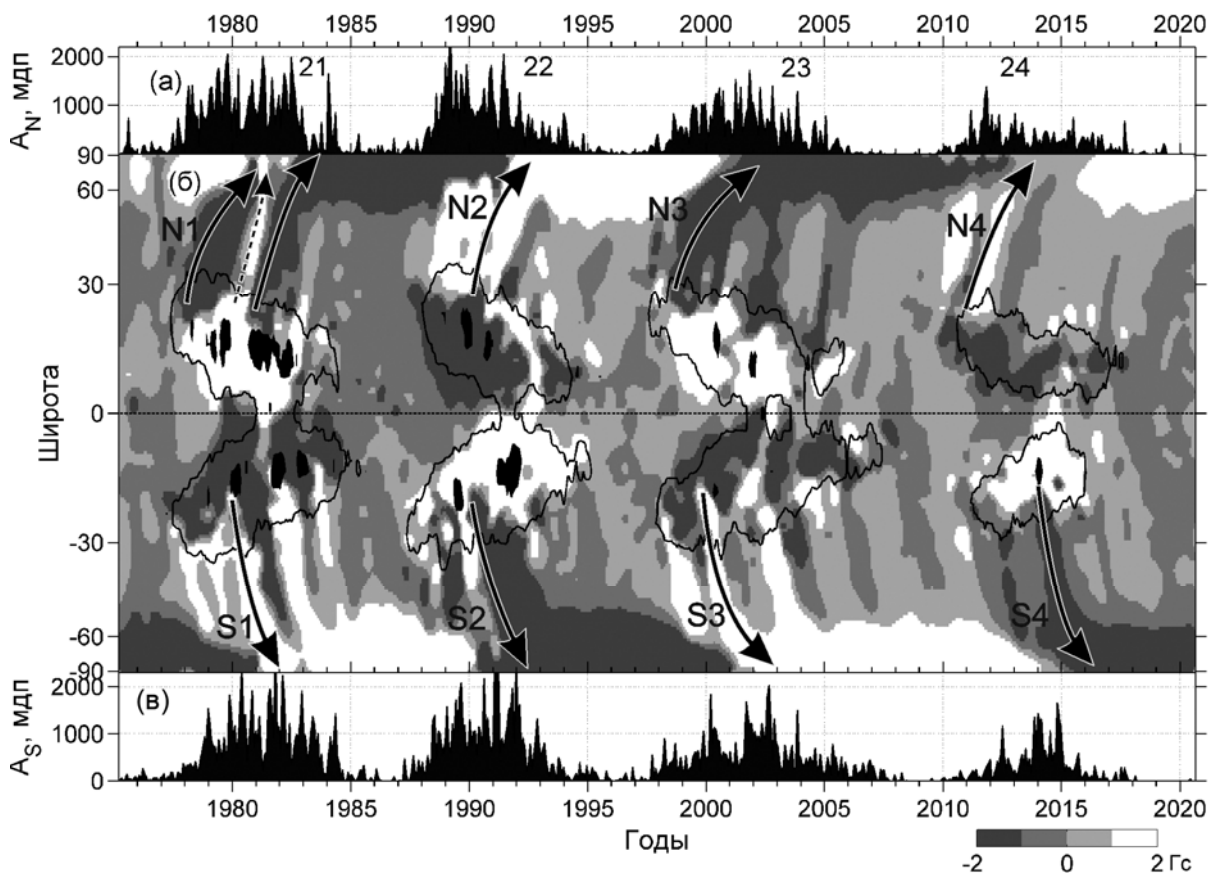


Рис. 1. Изменения площадей пятен в северном (а) и южном (в) полушариях Солнца. Широтно-временное распределение доминирующих магнитных полей положительных в светло-серых и отрицательных в темно-серых тонах. (б). Зоны интенсивного пятнообразования показаны черными пятнами. Критические сердцы хвостовых полярностей указаны сплошными стрелками. В цикле 21 сердц ведущей полярности указан штриховой стрелкой.

Широтно-временное распределение наглядно показывает циклические изменения зональной структуры магнитных полей, их глобальную реорганизацию в циклах 21–24 [10, 11]. Обращение магнитных полей на полюсах Солнца происходит в эпохи максимумов активности. Смены доминирующих полярностей отмечены стрелками на рис. 1б. Эти стрелки отмечают положение критических сердцев, которые образуются после распада долгоживущих КА и формирования УМО.

В соответствии с законом Джоя, УМО хвостовых полярностей формировались на более высоких широтах по сравнению с УМО ведущих полярностей. Меридиональный перенос и дифференциальное вращение определяют форму УМО на высоких широтах. УМО преимущественно хвостовых полярностей показаны изогнутыми стрелками, форма которых примерно соответствует широтной зависимости скорости меридиональных течений

[9]. Основания серджей, как правило, формируются после распада долгоживущих комплексов активности в областях интенсивного пятнообразования. В северном и южном полушариях критические серджи отмечены обозначениями N1, N2, N3, N4 и S1 S2 S3 S4 (рис. 1б).

В северном полушарии 21-го цикла активности произошла трехкратная смена доминирующих полярностей. Детальный анализ показал, что сложный характер обращения полярных магнитных полей связан с формированием серджей хвостовых и ведущих полярностей, их чередованием в период переполусовки.

Эффекты крупномасштабного магнитного поля наблюдаются также в хромосфере Солнца в спектральной линии H α . Хромосферные волокна и каналы волокон прослеживаются вдоль линий раздела полярностей. В.И. Макаров и К.Р. Сивараман выполнили анализ крупномасштабных магнитных полей Солнца по данным обсерватории Кодайканал [12]. Они изучили миграцию хромосферных волокон и обнаружили трехкратные обращения полярных магнитных полей в циклах 19 и 20 в северном полушарии. Долгое время природа многократных была неизвестна. Следует также отметить, что анализ миграции хромосферных волокон к полюсам не выявил многократных обращений полярного поля в цикле 21 [12].

Реструктуризация магнитных полей Солнца и формирование полярных корональных дыр

В цикле 23 наблюдались мощные центры активности. После их распада сформировались критические серджи, которые достигли полярных областей Солнца. С поступлением магнитного потока нового цикла сформировались устойчивые полярные корональные дыры (ПКД). Магнитная активность Солнца в цикле 24 характеризовалась значительной северо-южной асимметрией. В начале цикла магнитный поток преобладал в северном полушарии, достигнув своего максимума в 2011 г. При распаде активных областей в северном полушарии (N4) сформировались первые серджи. В южном полушарии наблюдались мощные центры активности (S3, S4), и максимальный уровень активности в 2014–2015 гг. был значительно выше, чем в северном. После распада центра активности S3 возник обширный ансамбль корональных дыр, из которого позже сформировалась ПКД на южном полюсе [8].

Северо-южная асимметрия пятнообразовательной активности Солнца привела к значительной асинхронности обращения магнитного поля на его полюсах. На северном полюсе Солнца смена отрицательной полярности на положительную произошла в начале 2013 г. Позднее развитие активности в южном полушарии привело к задержке смены доминирующей полярности на южном полюсе примерно на 2 года.

После распада долгоживущих КА происходят процессы, охватывающие все слои атмосферы Солнца. В фотосфере формируются УМО, кото-

рые переносятся меридиональными течениями в полярные области. В короне формируются ансамбли корональных дыр, играющие важную роль в глобальной реорганизации открытого магнитного потока [8]. По мере переноса УМО к полюсам, внутри них формируются высокоширотные корональные дыры, которые затем превращаются в полярные корональные дыры. На рис. 2 показано широтно-временное распределение областей интенсивного пятнообразования в циклах 23 и 24. Распад КА приводит к образованию УМО и формированию критических сердечей, отмеченных стрелками (1–4).

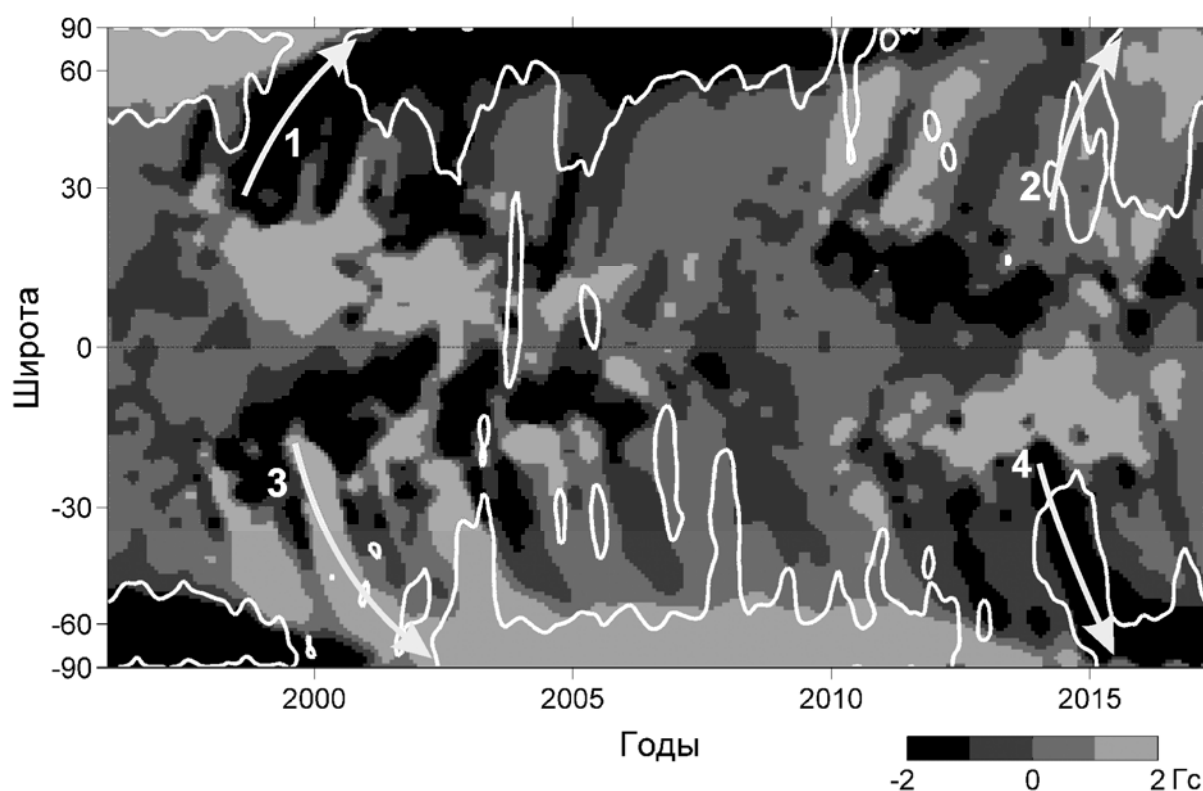


Рис. 2. Широтно-временное распределение магнитных полей в циклах 23 и 24. Критические сердечей отмечены стрелками. Области частого появления корональных дыр показаны белыми контурами.

Выводы

Эволюция полярных магнитных полей Солнца изучена в соотношении с развитием низкоширотной активности в циклах в 21–24. Исследованы особенности формирования УМО после распада активных областей. Показано, что меридиональный перенос УМО приводит к образованию сердечей, формирующих магнитный поток в полярных областях Солнца. Сердечей хвостовых полярностей дают основной вклад в формирование магнитного потока в полярных областях Солнца. Анализ эволюции крупномасштабных магнитных полей выявил трехкратное обращение магнитных полей на полюсах Солнца в цикле 21. Сложный характер обращения полярных магнитных полей связан с формированием сердечей хвостовых и ве-

дущих полярностей, их чередованием в период переполусовки. Результаты исследования показали причину многократных обращений магнитных полей на полюсах Солнца.

Циклические изменения крупномасштабных магнитных полей Солнца сопровождаются глобальной реорганизацией ансамбля корональных дыр. По мере переноса УМО к полюсам, над ними формируются высокоширотные АКД, которые превращаются в ПКД. Причинно-следственные соотношения между комплексами активности, униполярными магнитными областями и ансамблями корональных дыр позволили объяснить особенности формирования ПКД в текущем цикле. Распад долгоживущих КА, наблюдавшихся в 2014 г., привел к образованию обширного АКД, который вскоре превратился в южную ПКД. Чередование УМО противоположных полярностей привело к сложной структуре магнитных полей в полярной зоне северного полушария, что задержало формирование северной ПКД.

Работа выполнена в рамках Государственного задания П.16 и поддержана грантом РФФИ 19-52-45002-инд.

Литература

1. *Babcock H.W.* // *Astrophys. J.* 1961. 133. 572.
2. *Choudhuri A.R., Schussler M., Dikpati M.* // *Astron. Astrophys.* 1995. 303. L29.
3. *Wang Y.-M., Sheeley N.R. Jr.* // *Astrophys. J.* 1991. 375, 761.
4. *Petrie G.J.D.* // *Living Reviews in Solar Phys.* 2015. 12. 5.
5. *Jiang J., Hathaway D.H., Cameron R.H., et al.* // *Space Sci. Rev.* 2014. 186. 491.
6. *Harvey K.L., Recely F.* // *Solar Phys.* 2002. 211. 31.
7. *Golubeva E.M., Mordvinov A.V.* // *Solar Phys.* 2017. 292. 175.
8. *Hathaway D.H., Rightmire L.* // *Astrophys. J.* 2011. 729. 80.
9. *Sun X., Hoeksema J.T., Liu Y., Zhao J.* // *Astrophys. J.* 2015. 798. 114.
10. *Mordvinov A.V., Kitchatinov L.L.* // *Solar Phys.* 2019. 294. 21.
11. *Makarov V.I., Fatianov M.P., Sivaraman K.R.* // *Solar Phys.* 1983. 85. 215.
12. *Кичатинов Л.Л., Олемской С.В.* // *Письма в АЖ.* 2011. 37. 9. 713.

QUASILINEAR STABILITY ANALYSIS OF LINEAR MAGNETOACOUSTIC WAVE MODES IN A HOMOGENOUS MAGNETIC FLUX TUBE

Naga Varun Y.

Special astrophysical observatory of the Russian academy of sciences, Nizhny Arkhyz, Russia

КВАЗИЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ЛИНЕЙНЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ МОД В ОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ ТРУБЕ

Нага Варун Е.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

В работе [2] Эдвина и Робертса (1983) весь диапазон магнитозвуковых мод обсуждался путем введения линейного анализа, но не было изучено устойчивости этих мод. В настоящей работе применяется квазилинейный анализ, с помощью которого получается вспомогательное уравнение подобное дисперсионному уравнению, которое в своей очереди можно использовать для изучения устойчивости магнитозвуковых мод. Метод называется квазилинейным, поскольку используется набор решений, полученных в линейном анализе, для получения вспомогательного уравнения, которое является квадратичным уравнением. Полученное вспомогательное уравнение затем графически строится вместе с дисперсионным уравнением, для анализа устойчивости магнитозвуковых мод, и в качестве примера такой метод используется для исследования устойчивости фундаментальной радиальной магнитозвуковой моды в корональных петлях.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-231-234

In the classic 1983 article [2] by Edwin and Roberts, magnetoacoustic wave modes were investigated in detail for the case of an infinitely long homogenous magnetic flux tube within the frame work of ideal magnetohydrodynamics (MHD). Linear perturbation analysis in the present context involves the introduction of a very small harmonic perturbation dependent on the cylindrical coordinates and given by the form $f(r, \psi, z, t) = f_r(r)e^{i(kz+m\psi-\omega t)}$ into the ideal non-linear MHD equations and then truncating the higher order perturbation terms in order to obtain linearized ideal MHD equations. Here (r, ψ, z) represent the typical cylindrical coordinates and t represents time. Also, the respective coefficients namely k, m and ω represent propagation constant along the z -axis, azimuthal propagation constant and the angular frequency respectively. Later the linearized equations are used to obtain a solution for the radial term i.e. $f_r(r)$ for each physical variable which in conjunction with the linearized kinematic and dynamic boundary conditions gives the required dispersion relation for a specific wave mode.

In our present article, the radius of the flux tube is taken as a and the pressure, density and magnetic field intensity values at equilibrium are denoted by

$P_o, \rho_o, B_o \hat{z}$ respectively with \hat{z} representing the unit vector along the z-axis. Therefore, the equilibrium magnetic field is along the z-axis. Also, we denote the radial terms of the velocity components, pressure, density and magnetic field intensity perturbations as $v_r(r), v_\psi(r), v_z(r), P(r), \rho(r), B_r(r), B_\psi(r)$ and $B_z(r)$ respectively. The functional dependance of these perturbations are given by the expressions (1)–(8).

$$v_r(r) = \frac{-i\omega}{\rho_0(\omega^2 - k^2 V_A^2)} \frac{\partial P_T}{\partial r} \quad (1) \quad v_\psi(r) = \frac{m\omega P_T}{r\rho_0(\omega^2 - k^2 V_A^2)} \quad (2)$$

$$v_z(r) = \frac{k C_s^2 \omega^2 \lambda^2 P_T}{\rho_0(\omega^2 - k^2 V_A^2)(\omega^2 - k^2 C_s^2)} \quad (3) \quad \rho(r) = \frac{-i\rho_0}{\omega} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r(r) + \frac{im}{r} v_\psi(r) + ik v_z(r) \right) \quad (4)$$

$$P(r) = \frac{C_s^2 \omega^2 \lambda^2 P_T}{(\omega^2 - k^2 V_A^2)(\omega^2 - k^2 C_s^2)} \quad (5) \quad B_r(r) = \frac{k}{\omega} B_o \frac{i\omega}{\rho_0(\omega^2 - k^2 V_A^2)} \frac{\partial P_T}{\partial r} \quad (6)$$

$$B_\psi(r) = -\frac{k}{\omega} B_o \frac{m\omega P_T}{r\rho_0(\omega^2 - k^2 V_A^2)} \quad (7) \quad B_z(r) = \frac{B_o \lambda^2 P_T}{\rho_0(\omega^2 - k^2 V_A^2)} \quad (8)$$

Here $\lambda^2 = \frac{(\omega^2 - k^2 C_s^2)(\omega^2 - k^2 V_A^2)}{(C_s^2 + V_A^2)(\omega^2 - k^2 C_T^2)}$, $C_s = \sqrt{\frac{\gamma P_o}{\rho_0}}$ is the sound velocity with γ as the ratio of specific heats, $V_A = \frac{B_o}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$ is the Alfvén velocity and $C_T = \sqrt{\frac{V_A^2 C_s^2}{C_s^2 + V_A^2}}$ is the so called tube velocity.

The expression for the total pressure perturbation $P_T(r) = P(r) + \frac{B_o B_z(r)}{2\pi}$ is given as follows:

$$P_T(r) = \begin{cases} A_i J_m(\lambda r) & \text{for } \lambda^2 > 0 \text{ and } r < a \\ A_i I_m(\lambda r) & \text{for } \lambda^2 < 0 \text{ and } r < a \\ A_e K_m(\lambda r) & \text{for } \lambda^2 < 0 \text{ and } r > a \end{cases} \quad (9)$$

Here we have A_i and A_e as the arbitrary constants and J_m is the Bessel function of the first kind and I_m, K_m are modified Bessel functions of the first and second kind respectively.

In order to preserve the integrity of the cylindrical wall of the flux tube, we have the following kinematic boundary condition:

$$v_{ri}(a) = v_{re}(a) \quad (10)$$

Now for the flux tube to be under dynamic equilibrium, the amount of force acting on the wall from inside and outside should be equal and opposite in direction. As the force acting perpendicular to the wall is equal to the partial derivative of the Hamiltonian with respect to the radius and given that the Hamiltonian is proportional to the total energy density, we have the following dynamic boundary condition:

$$\begin{aligned}
 P_{Ti}(a) + \frac{B_{ri}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{\psi i}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{zi}^2(a)}{4\pi} + \rho_{oi} \frac{v_{ri}^2(a)}{2} + \rho_{oi} \frac{v_{\psi i}^2(a)}{2} + \rho_{oi} \frac{v_{zi}^2(a)}{2} \\
 = P_{Te}(a) + \frac{B_{re}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{\psi e}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{ze}^2(a)}{4\pi} + \rho_{oe} \frac{v_{re}^2(a)}{2} + \rho_{oe} \frac{v_{\psi e}^2(a)}{2} \\
 + \rho_{oe} \frac{v_{ze}^2(a)}{2}
 \end{aligned} \tag{11}$$

In the expressions (10), (11) and from here on the subscripts «*i*» and «*e*» represent inside i.e. $r < a$ and outside i.e. $r > a$ of the flux tube respectively. In the linear analysis expression (11) reduces simply to $P_{Ti}(a) = P_{Te}(a)$ as the quadratic terms are truncated and with the help of relation (10), we can eliminate the arbitrary parameters A_i and A_e to obtain the following dispersion relation:

$$D_1(k, \omega) \equiv \frac{P_{Ti}(a)}{v_{ri}(a)} - \frac{P_{Te}(a)}{v_{re}(a)} = 0 \tag{12}$$

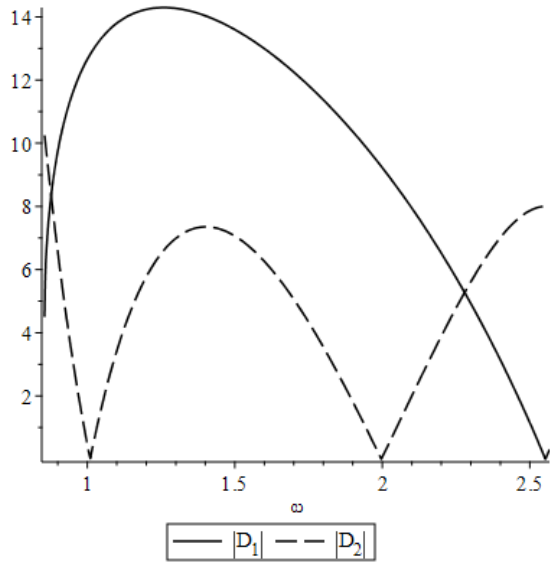


Fig. 1. $|D_1(k, \omega)|$ and $|D_2(k, \omega)|$ are plotted for fixed dimensionless wavenumber $k_c a \approx 0.8554$ and the point at which $|D_1(k, \omega)| = 0$ gives the required ω_c , which in this case is $\omega_c \approx 2.5578$.

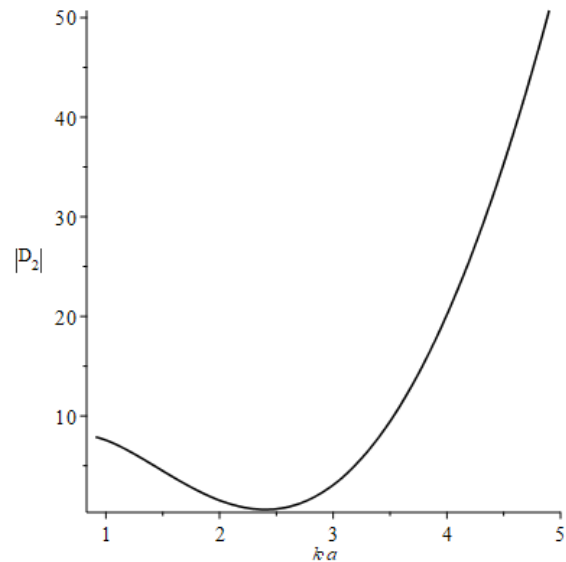


Fig. 2. $|D_2(k, \omega)|$ is plotted against the dimensionless wavenumber ka with appropriate values of ω satisfying the dispersion relation (12) and the dip represents the most stable linear fundamental fast sausage mode.

Only those magnetoacoustic wave modes with k and ω satisfying the dispersion relation (12) for a given integer value m can exist in the flux tube. However, all such wave modes are not equally stable even in the framework of ideal MHD as we can see there are six quadratic terms of the second order in (11) which implies that approximately these terms may contribute 60% to the linear perturbation and therefore cannot be neglected if we were to look at the stability of the wave modes. In other words, a wave mode with a given set of (k, ω, m) is stable if the effect due to the quadratic terms is minimal. We can state this more precisely by obtaining an auxiliary dispersion like equation by eliminating A_i^2 and A_e^2 again with the help of (10). The obtained equation is as follows:

$$\begin{aligned}
 D_2(k, \omega) \equiv & \frac{1}{v_{ri}(a)^2} \left(\frac{B_{ri}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{\psi i}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{zi}^2(a)}{4\pi} + \rho_{oi} \frac{v_{ri}^2(a)}{2} + \rho_{oi} \frac{v_{\psi i}^2(a)}{2} + \rho_{oi} \frac{v_{zi}^2(a)}{2} \right) \\
 & - \frac{1}{v_{re}(a)^2} \left(\frac{B_{re}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{\psi e}^2(a)}{4\pi} + \frac{B_{ze}^2(a)}{4\pi} + \rho_{oe} \frac{v_{re}^2(a)}{2} + \rho_{oe} \frac{v_{\psi e}^2(a)}{2} \right. \\
 & \left. + \rho_{oe} \frac{v_{ze}^2(a)}{2} \right) = 0
 \end{aligned} \tag{13}$$

It must be noted that for an ideally stable wave mode both (12) and (13) are simultaneously satisfied but it can be numerically shown that such a case is almost impossible. Therefore, the linear wave modes for which $|D_2(k, \omega)|$ is smaller are relatively stable than those for which it attains larger values.

We can now use this method of finding stable modes to understand the stability of the fundamental fast sausage mode i.e. for modes $m = 0$ in coronal loops. For simplicity we take the radius $a = 1$ and consider the ratio of external to internal Alfvén velocities as $\frac{V_{Ae}}{V_{Ai}} = 3$ which gives $\rho_{oi} = 9\rho_{oe}$ as the plasma $\beta \ll 1$ in the solar corona. Also c_s and c_T can be taken as zero in the corona because of very large Alfvén velocities. As we can see from fig.1 the fundamental mode's dimensionless cutoff wavenumber given by $k_c a \approx 0.8554$ has the respective $\omega_c \approx 2.5578$. These values are obtained by numerically solving the transcendental dispersion equation (12). As can be noted from fig.1 it is clear that at the cutoff wavelength of the fundamental mode the value of $|D_2(k, \omega)|$ for the same set of $(k, \omega) \approx (0.8554, 2.5578)$ is nowhere near the minimum and hence the fundamental mode at the cutoff wavelength is unstable due to the generation of a considerable vortex field at the wall of the flux tube.

One can likewise study the most stable linear fast sausage mode for the same parameters of the homogenous flux tube by plotting $|D_2(k, \omega)|$ against the dimensionless wavenumber ka for the solution set (k, ω) satisfying the dispersion equation (12). This is depicted for the fundamental mode in the fig.2 and as we can see the minimum in $|D_2(k, \omega)|$ occurs for $ka \approx 2.4$ and $\omega \approx 3.7554$.

This method which can be called as quasilinear analysis can similarly be used for understanding the stability of any linear magnetoacoustic wave mode. The interesting thing is that the fundamental fast sausage mode in a homogenous coronal loop at the cutoff wavelength is unstable even in the ideal case i.e. without considering the viscous or other dissipative effects.

Acknowledgments

The work was accomplished due to the government contract of the SAO RAS approved by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.

References

1. *Aschwanden M.* Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions, Germany, Springer and Praxis publishing Ltd, P. 923, 2006.
2. *Edwin, P.M. and Roberts, B.* Wave propagation in a magnetic cylinder // Sol. Phys., 1983, vol. 88, pp. 179–191.
3. *Falkovich, G.* Fluid Mechanics-A Short Course for Physicists, New York, Cambridge University Press, 2011.

OBSERVATIONAL EVIDENCE OF A SOLITON LIKE FEATURE IN THE ACTIVE REGION NOAA 8214 AND ITS MODELING USING THE NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION

Naga Varun Y.¹, Solovev A.A.^{2,3}, Mikhalyaev B.B.³

¹*Special astrophysical observatory of the Russian academy of sciences, Nizhny Arkhyz, Russia*

²*Central astronomical observatory of the Russian academy of sciences, St. Petersburg, Russia*

³*Kalmyk State University, Elista, Russia*

НАБЛЮДАТЕЛЬНОЕ СВЕДЕНИЕ О СОЛИТОНОПОДОБНОМ ОБРАЗОВАНИИ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 8214 И ЕГО МОДЕЛИРОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

Нага Варун Е.¹, Соловьев А.А.^{2,3}, Михальев Б.Б.³

¹*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

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

³*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

Мы анализируем событие TRACE, которое произошло 9 мая 1998 года в 13:09 UT и продолжалось до 13:13 UT в активной области NOAA 8214. Событие представляет собой вспышку класса C 6.6 по данным космических обсерваторий YOHKOH и GOES. Это событие, которое длилось около 4 минут, показывает распространяющийся солитон в конечной фазе вспышки. Скорость солитона составляет около 1764 км/с, что соответствует скорости быстрой магнитозвуковой моды. Ранее нелинейная радиальная мода в корональных петлях моделировалась с использованием нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), приведенного в [3, 4], и мы используем это уравнение для получения необходимых нелинейных параметров для определения магнитного поля в месте события.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-235-238

We present one of the most visible and obvious evidence of a soliton like formation during the C 6.6 class solar flare that occurred on 1998-05-09 from 13:09:33 UT till 13:13:53 UT in the active region NOAA 8214. This flare was photographed with the space based solar observatory TRACE, that was launched on the 2nd of April 1998. The interesting aspect of this flare is that it has a circular flaring ring around the main flaring site. The ring showed an impulsive event followed by a soliton like feature that ran across the semi circumference of the ring as shown in the figures 1 and 2. From these figures we can see that the original perturbation tends to settle into a soliton like feature. As we can see excellent modulation of the intensity by this soliton like feature, we can say that it is predominantly a sausage mode.

The semi circumference of the circular flaring ring is calculated to be $L \approx 104958$ km. The time step between successive photographs made by TRACE

in this case is calculated to be $\Delta t = 3.24s$ by accounting for the time taken by the flare and the total number of photographs taken from the beginning till the end. By considering the semi circumference and the number of time steps between the beginning and the end of the perturbation event, the average velocity of the perturbation is obtained to be approximately 1764 km/s. As the soliton like feature travels all along the semi circumference, we can introduce a magnetic tube configuration along the circumference, which serves as a wave guide for the perturbation. The radius a of this tube is calculated from the photographs to be around $a \approx 936.57 \text{ km}$ and as $\frac{a}{L} \ll 1$, we can use the homogenous infinitely long flux tube model. This fact along with the fact that the perturbation is predominantly a fast sausage mode lets us use the nonlinear Schrödinger equation derived in [3, 4] which is given by the following expression:

$$i \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + V_g \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \alpha \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \sigma |\psi|^2 \psi = 0 \quad (1)$$

Here ψ , V_g are the radial velocity amplitude and group velocity of the fast sausage mode respectively and α , σ are the nonlinear coefficients. Such a nonlinear Schrödinger equation (NLS) describes a quasi-monochromatic wave in terms of four wave scattering in the envelop approximation [2]. The velocity amplitude A of the perturbation while it approaches soliton like state is estimated to be $A \approx 588 \text{ km/s}$. In order to evaluate the model nonlinear parameters α and σ for this case we introduce full width at 95% maximum given by $F_{95\%} = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{2\alpha}{\sigma}} \ln(2)$. The average value of this parameter is calculated from the photographs by determining the distance between the ends at which the intensity in terms of pixel units falls to 95% of the maximum.

In [3,4], α , σ and V_g were calculated for three different cases i.e. $V_e = 3V_i$, $V_e = 6V_i$ and $V_e = 9V_i$, where V_e, V_i are the external and internal Alfvén velocities respectively. As the tube under investigation corresponds to a flaring loop, we can consider the case of $V_e = 9V_i$ in which case we have ratio of internal to external equilibrium densities with respect to the introduced flux tube as $\frac{\rho_0}{\rho_e} = 81$. The graphical dependance of V_g , α and σ in terms of dimensionless variables is shown in the figures 3 and 4 respectively. As these coefficients are calculated in terms of the normalized system of units i.e., they are calculated by considering $V_i = 1$, $\rho_e = 1$, $a = 1$ we must calibrate the velocity amplitude in terms of the internal Alfvén velocity V_i to estimate the nonlinear parameters of the NLS equation given by (1). As we don't know the actual internal Alfvén velocity V_i yet, we use the observed group velocity of the soliton like feature as the first order approximation for the V_i and normalize the velocity amplitude A by dividing it with this velocity. The obtained normalized A is then used along with $F_{95\%}$ to obtain the first order approximation of the ratio $\frac{\alpha}{\sigma}$. Now from the figures 3 and 4, we choose α and σ such that their ratio is as close as possible to the first order approximation ratio obtained previously and take the normalized

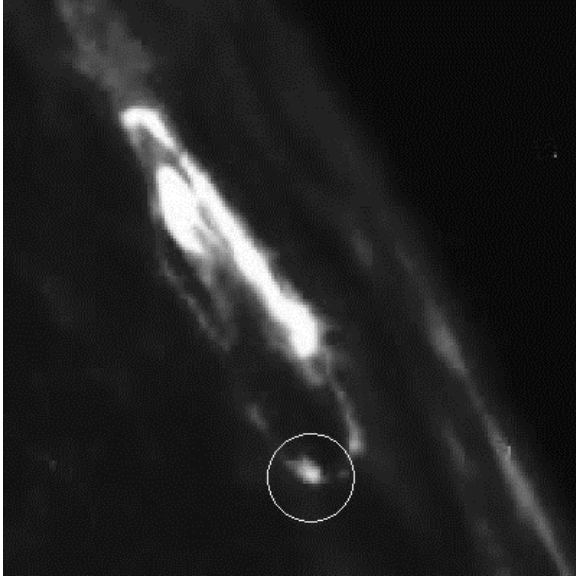


Fig. 1. TRACE photograph on 1998-05-09 showing the active region NOAA 8214 at Time 13:15:43 UT. The soliton like feature a little after the beginning phase is marked with a white circle.

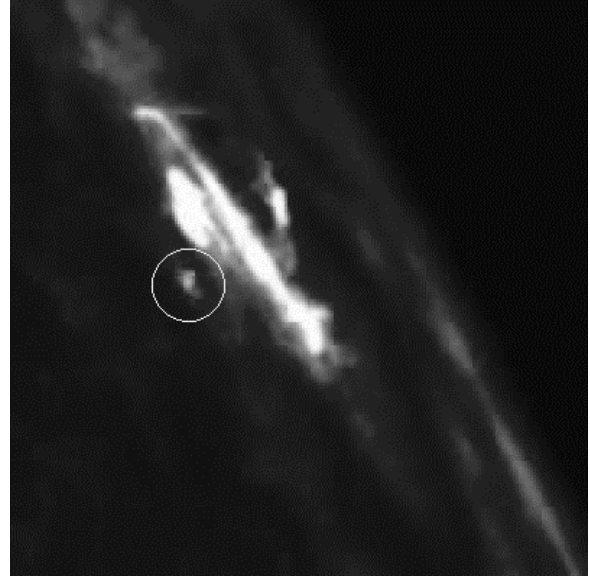


Fig. 2. TRACE photograph on 1998-05-09 showing the active region NOAA 8214 at Time 13:16:22 UT. The soliton like feature at the end phase is marked with a white circle.

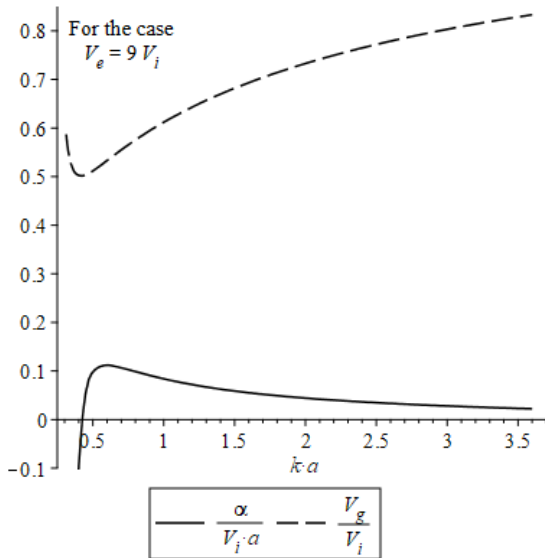


Fig. 3: The bottom and top curves show the dependences of dimensionless nonlinear parameters α and V_g with respect to the dimensionless wavenumber ka of the central carrier wave.

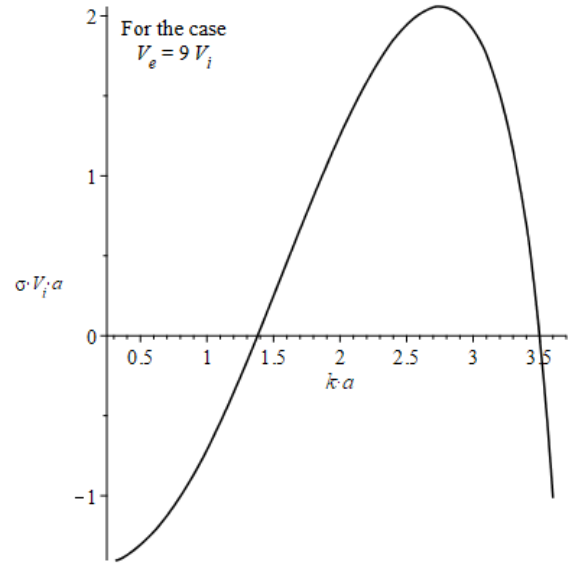


Fig. 4: The curve shows the dependence of dimensionless nonlinear parameter σ with respect to the dimensionless wavenumber ka of the central carrier wave.

group velocity V_g corresponding to these nonlinear parameters. The newly obtained normalized V_g along with the observed group velocity of the soliton like feature are used in the second order iteration. This iteration process can be repeated several times to get better accuracy. The process is convergent like

because the group velocity has no singularities in the anomalous dispersion region and approaches the internal Alfvén velocity.

In this way we have obtained two sets of appropriate values of α and σ given by $(\alpha, \sigma) \approx (0.02299, 0.02546)$ and $(\alpha, \sigma) \approx (0.06254, 0.04091)$ with the respective values of normalized V_g as 0.8286 and 0.6762 respectively.

The magnetic field can be estimated from the internal Alfvén velocity as follows: The two possible values of the Alfvén velocity obtained after determining the accurate normalized group velocity are 2129 km/s and 2609 km/s. The order of the particle number density can be crudely estimated by considering the fact that for larger densities i.e. $\sim 10^{12}/\text{cm}^3 - 10^{13}/\text{cm}^3$, radiative cooling acts as the dominant mechanism for cooling. The scale of time for radiative cooling for densities ranging from $\sim 10^{11}/\text{cm}^3$ to $\sim 10^{12}/\text{cm}^3$ at temperatures $\sim 2\text{MK}$ is around $\sim 130\text{s} - 13\text{s}$ [1] and the time taken for the circular ring to fall to the background intensity level from the beginning of the soliton like event is obtained to be around $\sim 35\text{s}$. This suggests that the density of the region corresponding to the circular ring is around $\sim 10^{11}/\text{cm}^3 - 10^{12}/\text{cm}^3$. By taking the average of these extreme values and also considering the fact that in the Corona, the particle density ratio of Hydrogen to Helium is around 10:1, we obtain 778 G or 953 G as the two possible estimates for the magnetic field at the site of the perturbation. This suggests a new approach to evaluate magnetic fields by using nonlinear phenomena like solitons as the diagnostic tools and therefore can be treated as a method of **nonlinear coronal seismology**.

Nonlinear coronal seismology has a great potential in the future when space borne telescopes with very high resolutions of the order of $\leq 0.1''$ will be available.

Acknowledgments

The work was accomplished due to the government contract of the SAO RAS approved by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.

References

1. *Aschwanden, M.* Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions, Germany, Springer and Praxis publishing Ltd, P. 923, 2006.
2. *Falkovich, G.* Fluid Mechanics-A Short Course for Physicists, New York, Cambridge University Press, 2011.
3. *Mikhalyaev, B.B., and Ruderman, M.S.* Nonlinear fast sausage waves in homogeneous magnetic flux tubes // J. Plasma Phys., 2015, vol. 81, 905810611.
4. *Mikhalyaev, B.B., Ruderman, M.S., Naga Varun, E.* Nonlinear Radial Oscillations of Coronal Loops. DOI: 10.1134/S0016793216080168.
5. *Nakariakov, V.M., Roberts, B. and Petrukhin, N.S.* Nonlinear dynamics of fast magnetosonic waves ducted by a smooth plasma inhomogeneity // J. Plasma Phys., 1997, vol. 58, pp. 315–327.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ ПО ДИСКУ СОЛНЦА НА ММ ВОЛНАХ: МОДЕЛИ И НАБЛЮДЕНИЯ

**Нагнибеда В.Г.¹, Топчило Н.А.¹, Рахимов И.А.²,
Лукичева М.А.^{1,3}, Чобану М.И.¹**

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

²*Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия,*

³*СПб филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН,
Санкт-Петербург, Россия*

FEATURES OF RADIO BRIGHTNESS DISTRIBUTION OVER THE SUN DISK ON MM WAVES: MODELS AND OBSERVATIONS

**Nagnibeda V.G.¹, Topchilo N.A.¹, Rakhimov I.A.²,
Loukitcheva M.A.^{1,3}, Chobanu M.I.¹**

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

²*IAA RAS, St. Petersburg, Russia*

³*St. Petersburg Branch of Special Astrophys. Obs. RAS, St. Petersburg, Russia*

Special interest causes a millimeter-submillimeter range of wavelengths, radiation in which is completely defined by chromosphere. In the presented work model calculation of the radio brightness distribution along the solar disc for spatially-non-uniform 3D models of chromosphere by means of program Bifrost for a cube 24×24×17 Mm with spatial resolution of 48 km across and 19×100 km on a vertical is executed. One peculiarity of the calculated distribution is too small extension of chromospheric emission comparing with observational data at short radio waves.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-239-242

Хорошо известно, что тепловое миллиметровое и субмиллиметровое излучение Солнца генерируется в хромосфере, поэтому служит наиболее удобным средством диагностики хромосферной плазмы [1, 2]. В большинстве случаев методом такой диагностики служит исследование распределения яркости по диску Солнца: в оптическом диапазоне – это классическая задача о потемнении к краю диска, которая, начиная с пионерских работ И.С. Шкловского, обратилась в радиодиапазоне в задачу об уярчении к краю диска и существовании яркого узкого кольца вокруг солнечного лимба, обусловленного вкладом более горячей верхней хромосферы. Однако, такие наблюдения требуют достаточно высокого углового разрешения. Поэтому до недавнего времени для сравнения с наблюдениями использовались 1D- или, для учета эмпирически вводимых неоднородностей, 2D-модели хромосферы

В настоящее время появился уникальный инструмент мм и субмм диапазона – ALMA, способный обеспечить недоступное ранее угловое разрешение для солнечных радионаблюдений [3, 4], а также, Bifrost – чис-

ленная 3D-модель, разработанная с использованием полного набора уравнений радиационной гидродинамики, описывающая максимально приближенную к реальности сильно неоднородную структуру солнечной хромосферы (рис. 1). Цель нашей работы – протестировать новую 3D-модель, сравнивая модельные расчеты с наблюдаемыми распределениями яркостной температуры в прилиम्бовой зоне Солнца, с измерениями радиорадиуса и новыми наблюдениями с использованием ALMA [5, 6].

В настоящее время в нашем распоряжении имеются две общедоступные модели, рассчитанные программой Vifrost [7]:

1. EN-модель – модель области **атмосферы спокойного Солнца с усиленной магнитной сеткой** en024048_hion: куб размером 24x24x17 Мм с разрешением 48 км по горизонтали и 19-100 км по вертикали. Модель тестировалась нами в 2019 г. [8].

2. СН-модель – модель области **атмосферы спокойного Солнца, имитирующая корональную дыру (открытое магнитное поле)**, ch024031_by200bz005: куб размером 24x24x17 Мм с разрешением 31 км по горизонтали и 12-82 км по вертикали. Результаты тестирования модели представлены ниже.

Основное различия физических характеристик EN- и СН-моделей (см. рис. 1) состоит в отсутствии крупномасштабных структур, связанных с магнитным полем, что наиболее полно отражается в распределении температур на высотах более 2000 км.

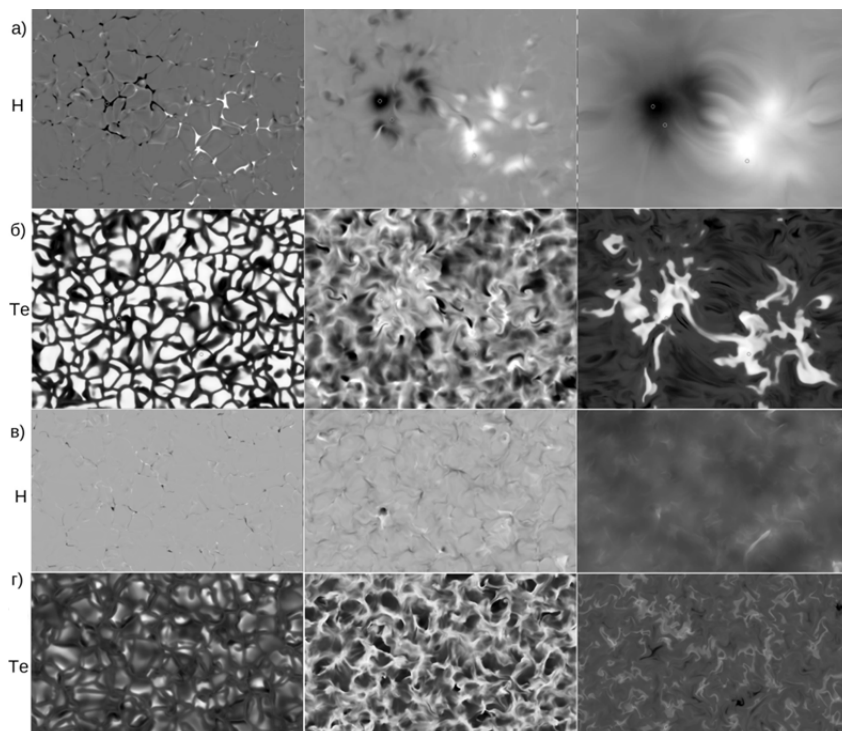


Рис. 1. Характерные распределения физических параметров в картинной плоскости для EN (а, б) и СН (в, г) моделей.

а и в – карты распределения магнитного поля, б и г – карты распределения электронной температуры.

Левый столбец – уровень фотосферы, средний – высота 800 км, правый – 2000 км.

Тестирование моделей заключалось в конструировании высотного распределения параметров солнечной атмосферы путем последовательного

расположения различных вертикальных сечений кубов данных тестируемой модели вдоль поверхности Солнца от центра диска до лимба и частично за ним (рис. 2). Различный выбор набора сечений и порядка их расположения позволил конструировать различные виды атмосфер и исследовать их радиоизлучение (рис. 3). На рис. 2–3 прицельный параметр приведен в единицах оптического радиуса Солнца ($R_{opt.} = 960''$): $\rho = r / R_{opt.}$.

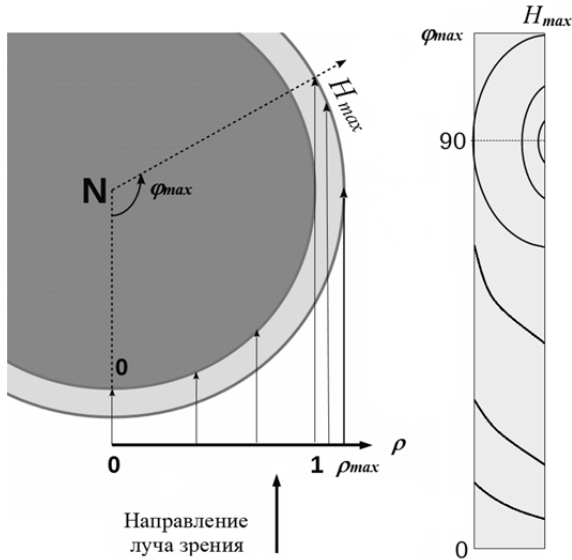


Рис. 2. Слева: схема атмосферы Солнца и траектории лучей в плоскости экватора, как это видно с полюса Солнца. Справа: модель атмосферы и траектории лучей в полярной системе координат. В этой системе координат производится заполнение атмосферы сечениями кубов из расчетных моделей (H_{max} – максимальная высота модели атмосферы).

Для расчета яркостной температуры выходящего излучения использовались формулы и алгоритм, описанные в [9]. Расчеты проводились для волн диапазона радиointерферометра ALMA вплоть до волны 1.35 см.

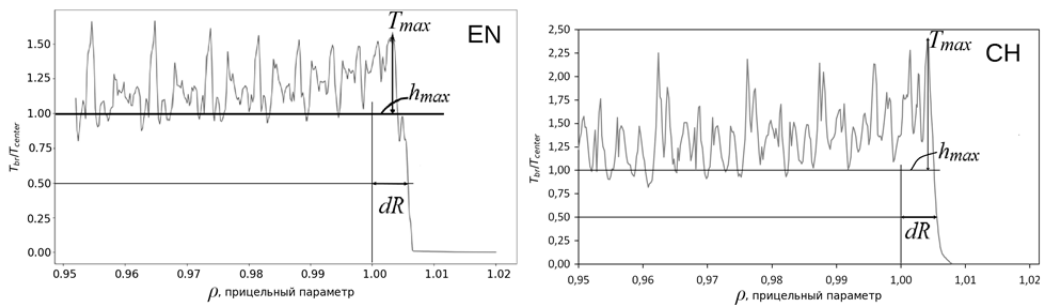


Рис. 3. Пример расчетного распределения радиояркости на волне 3.24 мм для EN- и CH-моделей. Вид и характер распределений похожи, но “шумовая” компонента и уярчение к краю (h_{max} – положение максимума яркости) у CH-моделей больше, а вычисленный радиорadius ($R = R_{opt.} + dR$) меньше, чем у EN-моделей (рис. 4).

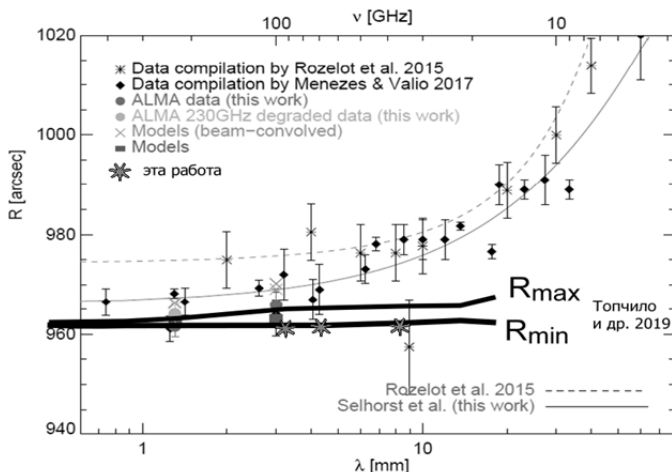


Рис. 4. Значения радиорadius Солнца в миллиметровом диапазоне длин волн, полученные из наблюдений в последние годы [6], дополненные нашими расчетами для EN-модели (кривые минимальных (R_{min}) и максимальных (R_{max}) значений по всем вариантам расчета [8]) и новыми расчетами для CH-модели (звездочки).

Основные результаты тестирования радиорайуса у EN-/CH-моделей:

– Превышение модельного радиорайуса над оптическим значительно меньше, чем у наблюдаемых значений и его зависимость от длины волны значительно слабее. Причина этого пока не выяснена.

– В открытом магнитном поле радиорайус меньше (но не намного) и находится на уровне минимума для закрытых конфигураций.

Еще одной из характерных черт модельных атмосфер является быстрое убывание радиояркости с высотой над лимбом (малая протяженность хромосферы). В текущий период глубокого минимума солнечной активности появилась возможность экспериментальной проверки этого феномена по наблюдениям солнечного затмения 21.06.2020 г. на радиотелескопах ИПА РАН в широком диапазоне длин волн – 0.89, 1.05, 3.5, 6.2 и 12/13 см [10]. На длинных волнах (рис. 5) это видно глазом, на коротких требуется тщательное моделирование затменной кривой.

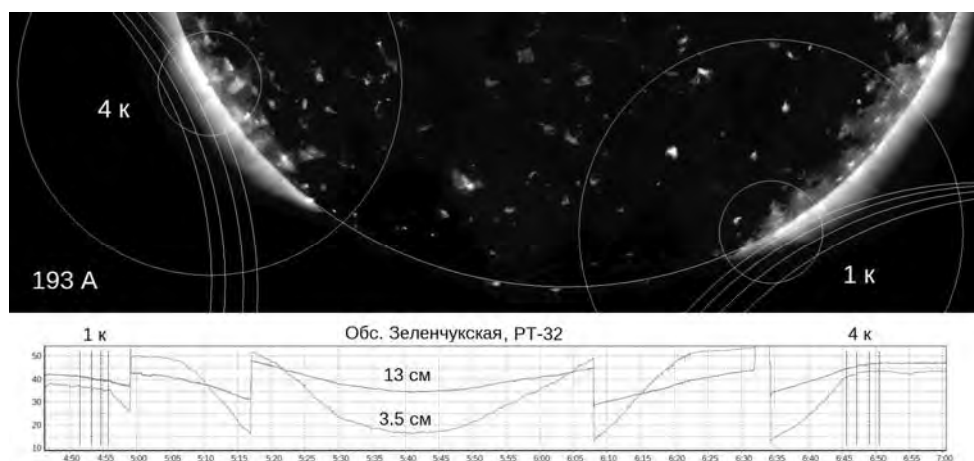


Рис. 5. Наблюдение распределения радиоизлучения в районе 1 и 4 контактов на затмении 21 июня 2020 г. на телескопе РТ-32 ИПА РАН на волнах 3.5 и 13 см. Вверху: изображение Солнца в линии 193Å (по SDO/AIA) с положениям лимбов Луны для периодов 1 и 4 контактов, а также размеров диаграмм (белые круги в точках контактов); внизу: оригинальные затменные кривые с указанием времен (вертикальные пунктирные линии), соответствующих лимбам Луны на верхнем снимке.

Литература

1. Loukitcheva M.A., Nagnibeda V.G. // ESASP-463, 2000, 363-366.
2. Loukitcheva M., Solanki S., Carlsson M., Stein R. // A&A, 2004, v. 419, 747.
3. Wedemeyer S., Bastian T., Brajsa R. et al. // SSR, 2016, v.200, Issue 1-4, 1-73.
4. Loukitcheva M., Solanki S., Carlsson M., White S. // A&A, 2015, v. 575, id.A15.
5. Nindos A., Alissandrakis C., Bastian T. et al. // A&A, 2018, v. 619, id.L6, 5.
6. Selhorst C., Simões P., Brajša R. et al. // ApJ, 2019, v. 871, id.45.
7. <http://sdc.uio.no/search/simulations>
8. Топчило Н.А., Лукичева М.А., Нагнибеда В.Г., Рыжов В.С. / Труды XXIII Всеросс. конф. по физике Солнца “ССЗФ – 2019”, ГАО РАН, СПб, 2019, с. 403-406.
9. Loukitcheva M., White S., Solanki S. // A&A, 2017, v. 601, id.A43.
10. Рахимов И.А. Дьяков А.А., Олифинов В.Г. и др. // См. настоящий сборник.

ЗАКОН ДЖОЯ И ДВЕ ПОПУЛЯЦИИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Наговицын Ю.А.^{1,2}, Осипова А.А.¹, Певцов А.А.^{1,3}

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

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

³National Solar Observatory, Boulder, CO 80303, USA

JOY'S LAW AND TWO SUNSPOT GROUP POPULATIONS

Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}, Osipova A.A.¹, Pevtsov A.A.^{1,3}

¹Central Astronomical Observatory of the RAS, St Petersburg, Russia

²St Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St Petersburg, Russia

³National Solar Observatory, Boulder, CO 80303, USA

We considered changes in the angle of inclination to the equator of the sunspot groups' axes (tilt angle β) based on the data from Catalog of Solar Activity by R.S. Gnevysheva. It is shown that it is necessary to take into account changes of the heliographic grid with latitude to calculate the tilt angle. Based on the calculation of various estimates of a typical or «average in the broad sense» values of β in selected intervals of latitudes φ a new approach to the experimental determination of the dependence $\beta = f(\varphi)$ is proposed. For all sunspot groups, the classical linear Joy's law is only a first approximation and only for $\varphi \in (-25^\circ; +25^\circ)$, outside this interval it is non-linear. Separate consideration of large long-living groups (LLG) and small short-living groups (SSG) showed that their dependence $\beta = f(\varphi)$ is radically different in the steepness of the linear sections (the slope of LLG is higher) and behavior for $|\varphi| > 25^\circ$. Results suggest a real difference in the properties of the two populations and do not contradict the hypothesis of different localization of subsurface zones of their formation in the framework of the distributed dynamo.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-243-246

Тилт-угол

Ведущие пятна в обоих полушариях Солнца располагаются ближе к экватору, чем хвостовые [1]. Угол между экватором и осью группы, соединяющей ведущее и хвостовое пятна противоположных полярностей, и называется тилт-углом α . Он растёт с широтой φ . Эта закономерность называется законом Джоя. Основные выражения, которыми приближают зависимость тилт-угла от широты — линейная $\alpha \sim \varphi$ [2–6], $\alpha \sim \sin \varphi$ [2, 6] и $\sin \alpha \sim \sin \varphi$ [8–9]. Заметим, что сетка долгот сужается от экватора к полюсам, и нужно учитывать косинус разности долгот λ ведущего и хвостового пятен [3, 9–10]. Все рассмотренные виды зависимостей априори принимались монотонными, и даже при наличии отклонений от линейности на высоких широтах ими часто пренебрегали, списывая на ошибки определения γ [3, 5–6, 10]. Хотя такие отклонения находили неоднократно, им не уделялось достаточного внимания [11].

Данные и их обработка

Мы использовали данные «Каталога солнечной деятельности» Р.С. Гневышевой [12] с 1954 по 1989 (данные для 1988 года отсутствовали).

Большинство авторов вычисляли тилт α по формуле $\tan \alpha = -\Delta\varphi / \Delta\lambda$, где $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_f$, $\Delta\lambda = \lambda_p - \lambda_f$, p – ведущее, f – хвостовое пятна. В этом случае длина оси группы составляет $L_\alpha = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 + (\Delta\lambda)^2}$. В [9] было замечено, что сетка гелиографических долгот сужается от экватора к полюсам, и поэтому была предложена другая формула для вычисления скорректированного тилт-угла β : $\tan \beta = -\Delta\varphi / (\Delta\lambda \cos \varphi)$. Тогда длина оси группы будет $L_\beta = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 + (\Delta\lambda \cos \varphi)^2}$. Для наших данных оказалось, что $L_\alpha = (7.19 \pm 0.13) + (0.0480 \pm 0.0070) \varphi$, а $L_\beta = (7.56 \pm 0.12) + (0.0020 \pm 0.0066) \varphi$. Таким образом, L_α на уровне 6σ увеличивается с широтой по мере сужения гелиографической сетки, что странно и требует специального объяснения явления. В то же время коэффициент наклона в зависимости $L_\beta(\varphi)$ статистически не отличается от нуля, то есть L_β является статистическим инвариантом широты. Таким образом, следуя [3, 9–10] мы будем использовать выражение $\tan \beta = -\Delta\varphi / (\Delta\lambda \cos \varphi)$ для вычисления тилт-угла.

Распределение тилт-угла по широте

Интервальные оценки имеют ограниченное применение: они, безусловно, справедливы, если мы имеем дело со случайными ошибками. В то же время, если величина имеет реальный физический интервал изменения (например, разброс широт в бабочках Маундера), доверительные интервалы – не статистические, а физические – мера естественного разброса параметров явления. Таким образом, для нас ключевым понятием становятся средние значения.

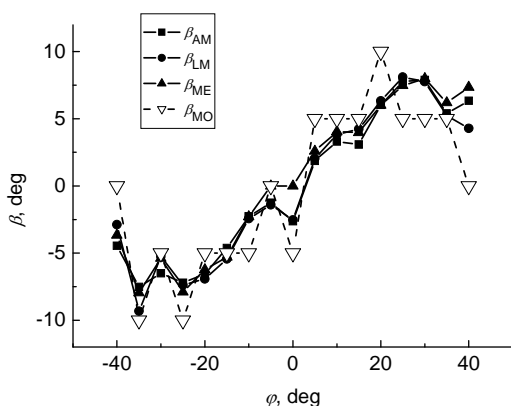


Рис. 1. Изменение с широтой β_{AM} , β_{ME} , β_{LM} и β_{MO}

Рассмотрим понятие «типичного» значения β для выбранного интервала широт. Видами такого типичного или «среднего в широком смысле» значения β могут быть β_{AM} (среднее арифметическое выборки), β_{ME} (медиана), β_{MO} (мода), β_{LM} (положение центра наивероятной гауссианы группированной выборки, оно может быть найдено на основе подхода Левенберга-Маркуардта). Построим изменения величин β_{AM} , β_{ME} , β_{LM} и β_{MO} с широтой – см. рис. 1.

Заметим, что классический линейный закон Джоя выполняется только в пределах широт от -25° до $+25^\circ$, для более высоких широт наблюдается резкое снижение $|\beta|$ практически до нуля на $\varphi \sim 45^\circ$. $\beta_{\text{МО}}$ (светлые треугольники) подвергается значительным флуктуациям, и мы его в дальнейшем не используем.

Изменение тилт-угла с широтой для двух популяций групп солнечных пятен

В [13] было показано, что группы солнечных пятен (и главные пятна в группах) образуют две различные популяции: крупные долгоживущие (> 5 дней) LLG и мелкие короткоживущие (≤ 5 дней) SSG. В этих же работах было высказано предположение о том, что за их образование отвечают две отдельные зоны на Солнце: глубинная тахоклин (LLG) и приповерхностная лептоклин (SSG). Если это предположение верно, то можно ожидать различного поведения тилт-угла с широтой у разных популяций.

Применим наш подход к LLG и SSG популяциям отдельно – рис. 2 иллюстрирует полученные результаты для изменения β с широтой для LLG (a) и SSG (b) популяций. Шаг по широте 2.5° с перекрытием 5° . Из рис. 2 видно, что зависимости тилта от широты для LLG и SSG достаточно сильно отличаются: чисто эмпирически у LLG изменения можно представить

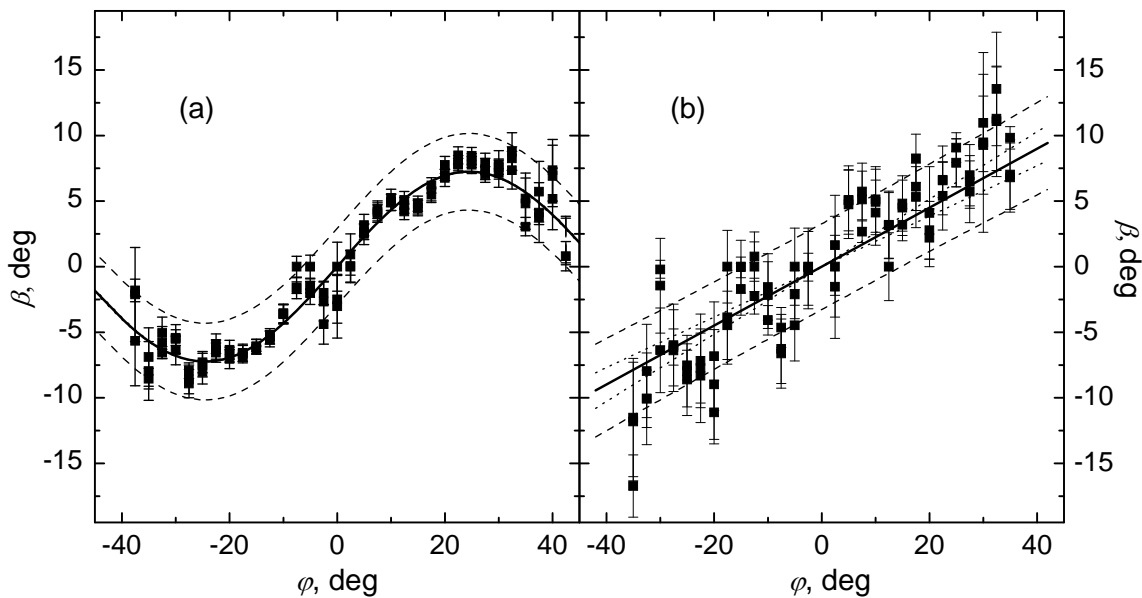


Рис. 2. Изменение с широтой тилт-угла для LLG (a) и SSG (b) групп пятен. Точечные линии – 95%-й доверительный интервал, штриховые – прогнозный.

синусоидой $\beta = (7.24 \pm 0.13) \sin[(3.63 \pm 0.090)\varphi]$, $k = 0.986 \pm 0.017$, где k – коэффициент корреляции. А для SSG больше подходит линейная зависимость (как в классическом правиле Джоя) $\beta = (0.2248 \pm 0.0099)\varphi$, $k = 0.857 \pm 0.057$. Остаточная дисперсия в первом случае в 3.7 раза меньше

(1.9 против 7.1). Это, вероятно, происходит от того, что число имеющихся значений для определения тилт-угла у LLG на порядок больше (малые SSG группы достаточно редко имеют выраженную биполярную конфигурацию).

Если сравнить коэффициенты регрессии для линейного участка, получаем $b_{LLG} = 0.3570 \pm 0.0048$, $b_{SSG} = 0.274 \pm 0.016$, и на уровне 5σ наклоны прямых у LLG и SSG различаются.

Выводы

В данной статье обосновано, что для вычисления тилт-угла нужно учитывать изменение гелиографической сетки с широтой. Предложен новый подход к экспериментальному нахождению зависимости $\beta = f(\varphi)$. Для использованных данных по всем группам пятен классический линейный закон Джоя представляет собой лишь первое приближение и только для широт φ от -25° до $+25^\circ$. Рассмотрение отдельно крупных долгоживущих LLG и мелких короткоживущих SSG групп пятен показало, что зависимость $\beta = f(\varphi)$ имеет у них разный характер: для LLG она приближается синусоидой, а для SSG она линейна, что не противоречит гипотезе о том, что эти популяции образуются в пространственно разделенных областях на Солнце.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-02-00088) и Программы крупных проектов Министерства науки и высшего образования РФ (проект №13.1902.21.0039).

Литература

1. Hale G.E. et al. // *Astrophys. J.*, 1919, V. 49, 153.
2. Norton A.A., P.A. Gilman // *Astrophys. J.*, 2005, V. 630, 1194.
3. Dasi-Espuig M. et al. // *Astron. Astrophys.*, 2010, V. 518, 7.
4. Li J., Ulrich R.K. // *Astrophys. J.*, 2012, V. 758, 115.
5. Ivanov V.G. // *Geomagn. Aeron.*, 2012, V. 52, 999.
6. Pevtsov A.A. et al. // *Sp. Sci. Rev.*, 2014, V. 186, 285.
7. Stenflo J.O., Kosovichev A.G. // *Astrophys. J.*, 2012, V. 745, 129.
8. Leighton R.B. // *Astrophys. J.*, 1969, V. 156, 1.
9. Wang Y.-M., Sheeley Jr. N.R. // *Astrophys. J.*, 1991, V. 375, 761.
10. Howard R.F. // *Sol. Phys.*, 1991, V. 136, 251.
11. Tlatova K. et al. // *Sol. Phys.*, 2018, V. 293, id. 118.
12. http://www.gaoran.ru/database/csa/groups_r.html.
13. Nagovitsyn Y.A., Pevtsov A.A. // *Astrophys. J.*, 2016, V. 833, 9.

**О СВЯЗИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА
ВЕРТИКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ НА ФОТОСФЕРЕ В МОДЕЛЬНОЙ
АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА**

Нечаева А.Б.^{1,2}, Шарыкин И.Н.¹, Зимовец И.В.¹, Chen F.³

¹*Институт Космических Исследований РАН, Москва, Россия*

²*Московский Физико-Технический Институт (НИУ), Долгопрудный, Россия*

³*Nanjing University, Nanjing, China*

**ABOUT THE CONNECTION OF THE HORIZONTAL GRADIENT OF
THE VERTICAL MAGNETIC FIELD WITH THE HORIZONTAL
ELECTRIC CURRENT ON THE PHOTOSPHERE IN THE MODEL
ACTIVE REGION OF THE SUN**

Nechaeva A.B.^{1,2}, Sharykin I.N.¹, Zimovets I.V.¹, Chen F.³

¹*Russian Space Research Institute, Moscow, Russia*

²*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*

³*Nanjing University, Nanjing, China*

Based on the data obtained by numerical simulation of the active region (AR) of the Sun using MURAM radiation magnetohydrodynamics codes, the horizontal gradient of the vertical component of the magnetic field $\nabla_h B_z$ and the horizontal component of the electric current density j_h for the AR part where the flare occurred were calculated. The calculation was made for three layers near the photosphere with 64 km vertical and 192 km horizontal steps. It was found that $\approx 90\%$ of the calculated pixels contain j_h and $\nabla_h B_z$ of the same order, but these values are poorly correlated. The correlation coefficient has been calculated for several groups of pixels, selected based on the value of the horizontal current and the magnetic field configuration. Correlation coefficients for these cases do not exceed 0.34 for the lower layer and 0.54 for the upper layer. High-value contours of j_h and $\nabla_h B_z$ were plotted and are also weakly spatially correlated. The result may indicate that one should be careful when using the horizontal magnetic field gradient as an approximation of the horizontal current in the photosphere (in particular when developing flare forecasting methods).

Additionally, probability density function $PDF(j_z/j_h)$ has been calculated in the AR, which demonstrates that in the model region the photospheric horizontal current is on average 1.4 times higher than the vertical current. This is consistent with the various estimates of the current components in real solar ARs [1] and points to the importance of further study of horizontal currents.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-247-250

Вступление

Одной из главных прикладных задач физики Солнца является прогнозирование солнечных вспышек, рассматриваемых как основной источник возмущений в Гелиосфере и околоземном космическом

пространстве. Считается, что основным источником энергии активных явлений в атмосфере Солнца является энергия магнитного поля. Поэтому различные численные характеристики магнитного поля [2] выступают в роли параметров, используемых для прогноза солнечной активности. Одним из таких параметров является горизонтальный градиент вертикальной компоненты фотосферного магнитного поля $\nabla_h B_z$. Наиболее успешная модель прогноза солнечных вспышек, опирающаяся на использование данного параметра, рассчитанного по магнитограммам HMI/SDO, была предложена в работе [3]. С точки зрения физики $\nabla_h B_z$ можно характеризовать как часть горизонтального электрического тока j_h [4, 5]. Однако не совсем ясно, насколько точно можно утверждать, что $\nabla_h B_z$ является приближением j_h . Целью данной работы является сравнение $\nabla_h B_z$ и j_h на уровне фотосферы с использованием данных численного трехмерного магнитогидродинамического моделирования вспышечной активной области. На базе реалистичной физической модели мы хотим понять, можно ли наблюдательные данные (векторные магнитограммы) по пространственному распределению $\nabla_h B_z$ интерпретировать с точки зрения распределения j_h (которое, в отличие от j_z , нельзя рассчитать на основе векторных магнитограмм на одном уровне).

Результаты

На основе данных о магнитном поле, полученных с помощью МГД-моделирования методом MuRAM [6], были рассчитаны горизонтальные и вертикальные токи в АО. Для расчёта применялся закон Ампера-Максвелла в дифференциальной форме:

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} \quad (1)$$

Для данного исследования также дополнительно отдельно был рассчитан горизонтальный градиент вертикального поля в единицах электрического тока для удобства сравнения:

$$\nabla_h B_z = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\left(\frac{\partial B_z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial B_z}{\partial y}\right)^2} \quad (2)$$

В работах [4, 5] был предложен метод аппроксимации горизонтального тока с помощью такого градиента. Для проверки этой гипотезы, мы сравниваем величины, полученные нами из (1) и (2), беря из (1) соответственно полную горизонтальную составляющую.

Данные о магнитном поле были доступны на 4 слоях: первый слой был выбран на уровне $\tau = 1$, далее слои шли с шагом в 64 км по оси z . В результате мы получаем данные о \mathbf{j} на трёх слоях. Для анализа мы взяли два слоя: самый нижний и самый верхний в части АО, где происходила вспышка.

На рис. 1 показаны контуры сильных токов j_h и сильных градиентов $\nabla_h B_z$ на панелях посередине для первого (нижний физически, верхний на

рисунке) и третьего (верхний физически, нижний на рисунке) слоев. Темно-серым цветом (контуром для градиента и цветом для тока) показан уровень в 3×10^4 статампер/см², светло-серым (только цветом для тока) – в 6×10^4 статампер/см². Как можно убедиться из рисунка, области сильного градиента слабо коррелируют с областями сильного тока. Для удобства справа также приведена магнитограмма изучаемой области и нанесена нейтральная линия (НЛ) чёрным контуром. На панелях слева показаны те же контуры для j_h разных значений и стрелками показано направление магнитного поля в плоскости рисунка.

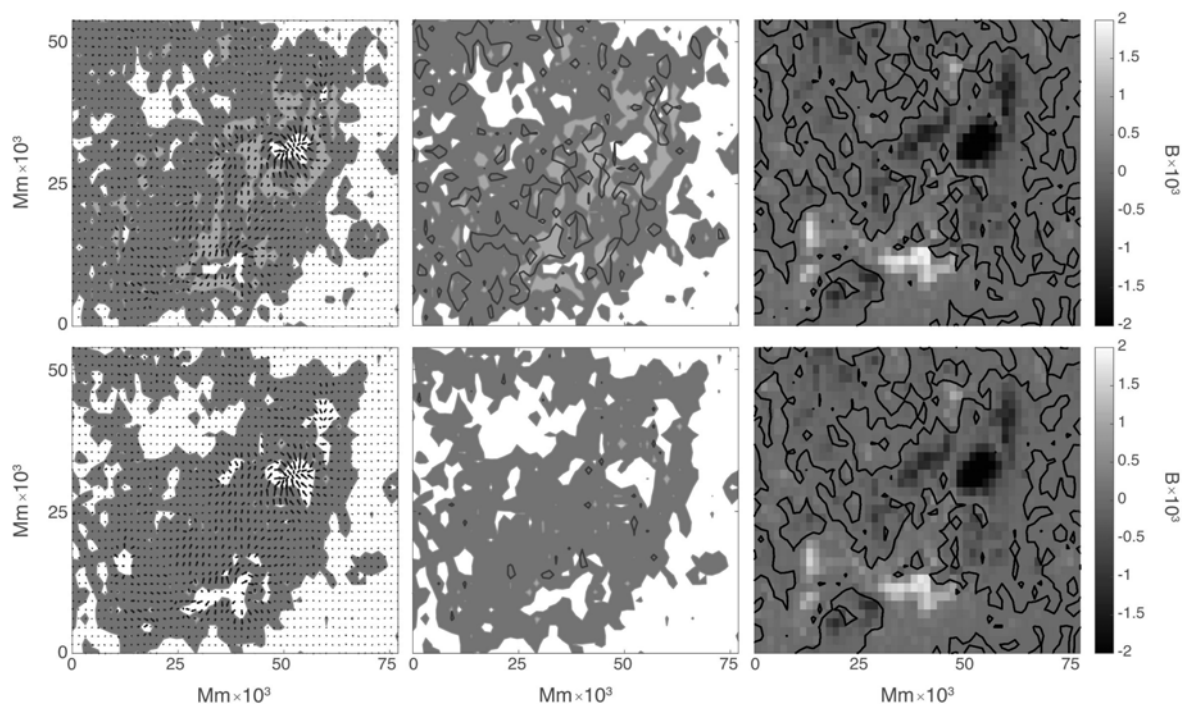


Рис. 1.

Также мы построили двумерные гистограммы для j_h и $\nabla_h B_z$ (на рисунках обозначено как $\frac{4\pi}{c} grad_h B_z$) для четырёх категорий пикселей: 1) для пикселей с высоким значением ($j_h > 7.5 \times 10^4$ статампер/см²) горизонтального электрического тока, 2) для пикселей с высоким значением сильно наклонённого ($B > 10^3$ Гс, $\theta < 15^\circ$, где θ – угол наклона поля к горизонтали) магнитного поля, 3) для пикселей с высоким значением средне наклонённого ($B > 10^3$ Гс, $\theta < 45^\circ$) магнитного поля, и также 4) для пикселей с высоким значением горизонтального электрического тока и большого средне наклонённого магнитного поля ($B > 10^3$ Гс, $\theta < 45^\circ$ и $j_h > 7.5 \times 10^4$ статампер/см²). Эти гистограммы представлены на рис. 2 для нижнего слоя, где $\tau = 1$, и на рис. 3 для верхнего слоя. Под каждой гистограммой представлена магнитограмма изучаемой части АО, где чёрным выделены те пиксели, которые

учитывались при построении гистограмм. Также на гистограммах подписаны коэффициенты корреляции j_h и $\nabla_h B_z$ для выбранных категорий. Можно видеть, что корреляция либо отсутствует, либо слабая.

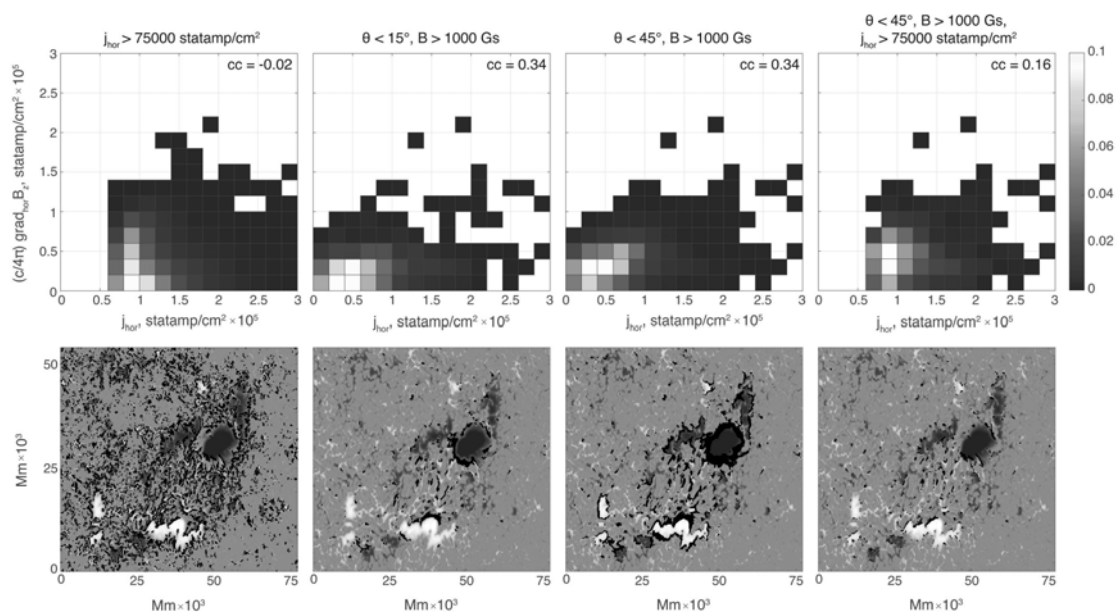


Рис. 2.

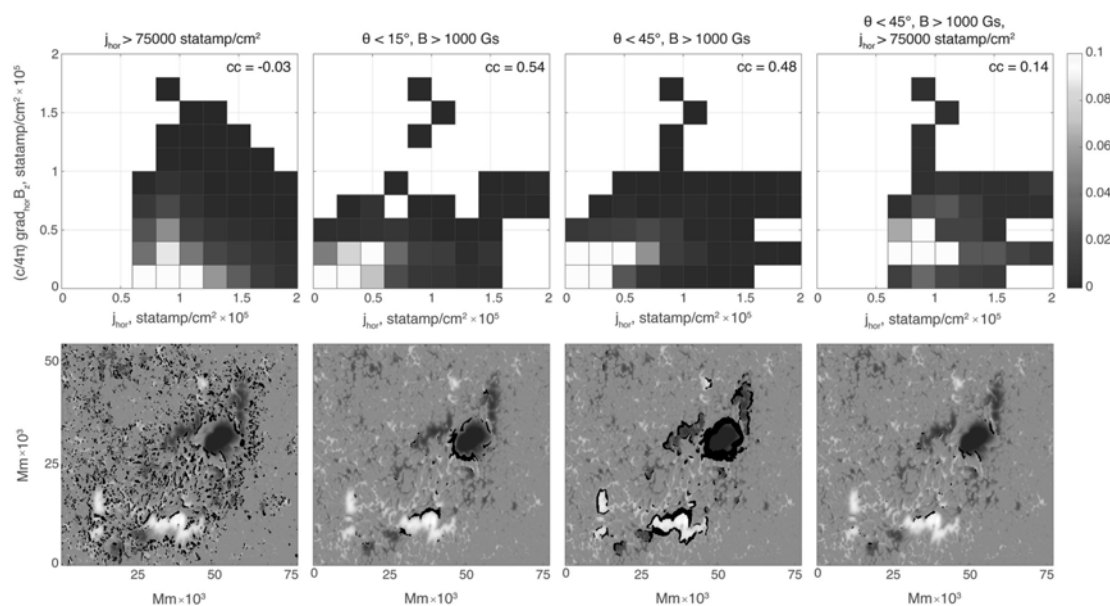


Рис. 3.

Литература

1. Fleishman G.D., Pevtsov A.A. // GSM, 2018, 235, 43.
2. Bobra M.G., Couvidat S. // Astrophys. J., 2015, 798, 135, 11pp.
3. Sadykov V.M., Kosovichev A.G. // Astrophys. J., 2017, 849, 148, 9pp.
4. Fursyak Yu.A., Abramenko V.I. // Astrophys., 2017, 60, 544.
5. Fursyak Yu.A., Abramenko V.I. // Astrophys., 2020, 63, 260.
6. Chen F. et al. // 2020 (in preparation).

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ О СОДЕРЖАНИИ ^{44}Ti В МЕТЕОРИТАХ

Огурцов М.Г.^{1,2}

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

LONG-TERM VARIATIONS OF INTENSITY OF THE GALACTIC COSMIC RAYS, DERIVED FROM THE DATA ON ^{44}Ti ABUNDANCE IN METEORITES

Ogurtsov M.G.^{1,2}

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

Analysis of activity of the cosmogenic isotope ^{44}Ti , measured in 20 meteorites, which have fallen to the ground during 1766–2001, is performed. It is shown that both: (a) an angle of slope of a long-term trend and (b) amplitude of a century-scale cycle of Glejssberg in measured activity of ^{44}Ti differ from the theoretical estimations obtained by means of the data on concentration of ^{14}C and ^{10}Be in terrestrial archives. Large fluctuation of titanium activity in second half of 19th – first half of 20th century looks especially abnormal. The obtained results show that at present the cosmogenic isotope data contain mostly qualitative information about the changes of the cosmic ray flux in the past.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-251-254

Введение

^{44}Ti образуется в метеоритах, движущихся в межпланетном пространстве на гелиоцентрических расстояниях 1–3 AU [1]. Его основной источник – ядерные взаимодействия энергичных ($E > 70$ MeV) космических лучей с содержащимся в метеорном веществе Fe [2, 3]. Период полураспада ^{44}Ti равен 59.2 ± 0.6 годам [4], поэтому он пригоден для изучения долгосрочных (несколько десятилетий и более) вариаций потока космических лучей. В то время как содержание космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be в естественных архивах существенно зависит от ряда земных факторов (метеорология, климат, геомагнитное поле), активность ^{44}Ti в упавших на Землю метеоритах несёт прямую информацию о потоке КЛ в прошлом, свободную от земных влияний. Поэтому данные по ^{44}Ti используются для верификации информации о прошлом интенсивности КЛ, полученной при помощи ^{14}C и ^{10}Be . В данной работе была исследована активность ^{44}Ti измеренная в 20 каменных метеоритах, которые упали на Землю в период 1766–2001 [1, 5, 6].

Данные

Данные по активности титана (распадов в минуту на 1 кг железа и никеля) в метеоритах приведены на рис. 1.

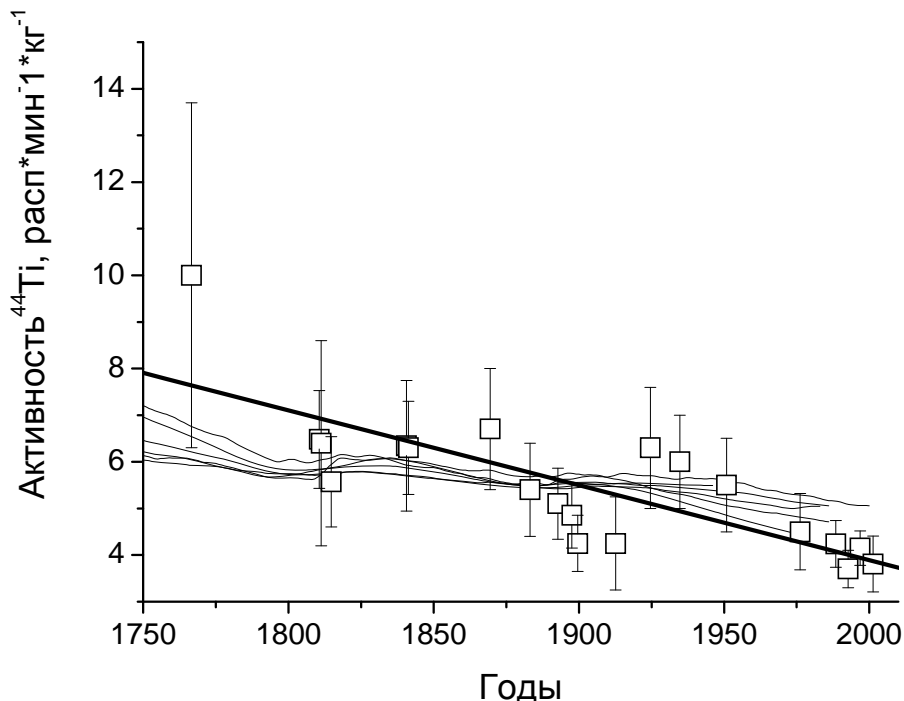


Рис. 1. Пустые квадраты – активность ^{44}Ti , измеренная экспериментально. Жирная линия – её линейный тренд. Тонкие линии – активность ^{44}Ti , рассчитанная с помощью данных по солнечному модуляционному потенциалу [7–11].

На рис. 1 также показаны шесть теоретических кривых, рассчитанных с помощью данных по солнечному модуляционному потенциалу, восстановленному в работах [7–11] с использованием концентрации ^{14}C и ^{10}Be в земных архивах.

Результаты

Из рис. 1 видно, что, несмотря на то, что в наиболее общих чертах экспериментальная кривая согласуется с расчётными (активность титана спадает на всём промежутке 1766–2001 гг., в ней заметен вековой цикл), между ними есть и различия. Угол наклона линейного тренда измеренной активности ^{44}Ti на промежутке с 1766 по 1945–2001 гг. равен 0.78–1.17 (расп*мин⁻¹*кг⁻¹)/столетие. У расчётных кривых этот угол 0.33–0.77 (расп*мин⁻¹*кг⁻¹)/столетие. Удвоенная амплитуда вековой вариации (цикл Глейссберга) в период 1869–1976 гг. у экспериментальной величины не менее 2.0 расп*мин⁻¹*кг⁻¹, а у теоретических кривых – не более 0.5 расп*мин⁻¹*кг⁻¹. Статистические эксперименты, проведённые с помощью наборов монте-карловских розыгрышей, показали, что для линейных трен-

дов вероятность того, что наблюдаемое различие возникло из-за экспериментальных погрешностей, равна 0.034–0.182, а для квазивековой флуктуации в 1869–1976 гг. – менее 10^{-3} .

Выводы

Сопоставление экспериментально измеренной активности ^{44}Ti в метеоритах с шестью теоретическими кривыми, рассчитанными при помощи данных по концентрации космогенных изотопов ^{10}Be и ^{14}C в земных архивах, показало, что между экспериментальной и расчётными зависимостями есть различия: (а) долговременный тренд активности титана спадает быстрее, чем это можно было ожидать из радиоуглеродных и бериллиевых данных, (б) амплитуда вековой вариации активности ^{44}Ti в 1869–1976 гг. значительно превышает величину, которую можно было ожидать из данных по ^{10}Be and ^{14}C . Причём во втором случае статистическая значимость обнаруженного различия очень велика. Полученный результат, в целом согласуется с выводом работы [12] о том, что палеоастрофизика космогенных изотопов обеспечивает нас лишь качественной информацией о прошлом солнечной активности, которая не всегда пригодна для количественных оценок.

Работа была поддержана грантами РФФИ 18-02-00583, 19-02-00088.

Литература

1. *Taricco, C., Bhandari N., Cane D., et al.* Galactic cosmic ray flux decline and periodicities in the interplanetary space during the last 3 centuries revealed by ^{44}Ti in meteorites // *J. Geophys. Res.*, 2006, 111, A08102.
2. *Bonino, G., G. Cini Castagnoli, N. Bhandari, and C. Taricco.* Behavior of the heliosphere over prolonged solar quiet periods by ^{44}Ti measurement in meteorites // *Science*, 1995, 270, 1648–1650.
3. *Michel, R., and S. Neumann.* Interpretation of cosmogenic nuclides in meteorites on the basis of accelerator experiments and physical model calculations // *Earth. Planet. Sci.*, 1998, 107, 207–223.
4. *Usoskin, I.G., Solanki S.K., Taricco C., et al.* Long-term solar activity reconstructions: direct test by cosmogenic ^{44}Ti in meteorites // *Astron. Astrophys.*, 2006, 457, L25–L28.
5. *Taricco, C., Bhandari N., Colombetti, P., Verma N.* Mid 19th century minimum of galactic cosmic ray flux inferred from ^{44}Ti in Allegan meteorite // *Advances in Space Research*, 2008, 41, 275–279.
6. *Taricco C., Sinha N., Bhandari N., et al.* Early 18th century cosmic ray flux inferred from ^{44}Ti in Agen meteorite // *Astrophys Space Sci*, 2016, 361, 338.
7. *Delaygue G. and E. Bard.* An Antarctic view of Beryllium-10 and solar activity for the past millennium // *Clim. Dyn.*, 2011, 36, 2201.
8. *Muscheler, R., Joos, F., Beer, J., et al.* Solar activity during the last 1000 yr inferred from radionuclide records // *Quat. Sci. Rev.*, 2007, 26, 82–97.
9. *Ogurtsov, M.* Solar activity during the Maunder Minimum: comparison with the Dalton Minimum // *Astron. Lett.*, 2018, 44, 278–288

10. *Steinhilber, F., Abreu J.A., Beer J., et al.* 9,400 years of cosmic radiation and solar activity from ice cores and tree rings // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2012, 109 (16), 5967–5971.
11. *Usoskin, I.G., Hulot, G., Gallet, Y. et al.* Evidence for distinct modes of solar activity // *Astron. Astrophys.*, 2014, 562, L10.
12. *Ogurtsov M.G.* Was the solar activity in the last 100 years abnormally high? On the quality of modern solar paleoreconstructions // *Astronomy Letters*, 2007, 33(6), pp. 419–426.

**ИСТОРИЯ СТРАТОСФЕРНЫХ И НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ
ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА
С ВЫСОКИМ УГЛОВЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ В 70-Х ГОДАХ XX ВЕКА
В ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ**

Парфиненко Л.Д.

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

**THE HISTORY OF STRATOSPHERIC AND GROUND-BASED
OBSERVATIONS OF THE SOLAR PHOTOSPHERE WITH
HIGH ANGULAR RESOLUTION IN THE 70S OF THE XX CENTURY
AT THE PULKOVO OBSERVATORY**

Parfinenko L.D.

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

In the 70s of the last century in the USSR, under the leadership of the Pulkovo Observatory, the Saturn stratospheric solar observatory was created. The photographs and spectra obtained with its help have been record-breaking in angular resolution for more than 45 years. Then, for ground-based observations of the fine structure of the Sun in the mountains of the eastern Pamir at an altitude of 4.2 km, the Pulkovo 50-cm mobile open-type telescope was installed and successfully operated for 11 years. The effectiveness of the Pamir telescope is recognized by the scientific community, covered in reviews, for example, in the second edition of the classic monograph "Solar Granulation" by R. Bray, H. Lougheda and C. Durrant (1984). These works became an important step in the development of high spatial resolution technologies in heliophysics. However, to date, the details of these studies remain little known to the scientific community. This paper attempts to partially fill this gap.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-255-258

1. Введение

Исследования тонкой структуры атмосферы Солнца связаны с решением наиболее важных проблем солнечной физики.

Неоднородности яркости видимой солнечной поверхности были открыты Джеймсом Шортом в 1748 году, а термин “гранула” введен Дейвсом в 1864 году. Первые фотографии солнечной грануляции получил в 1877 году Пьер Жансен. Временные последовательности фотографий грануляции и пятен были получены А.П. Ганским в Пулкове в 1905–07 годах.

В основе первых исследований тонкой структуры атмосферы Солнца лежали оптические наблюдения с высоким пространственным разрешением порядка 0.5" (~ 400 км на Солнце). Уже первые наблюдатели, получив фотографии солнечной поверхности, осознали искажающее влияние земной атмосферы. Поэтому в 1874–75 годах во Франции начались попытки поднять наблюдателя с небольшим телескопом на баллонах на высоту 6000–8000 м. над землей. Один из полетов закончился трагически гибелью

двух аэронавтов, и после этого баллонные наблюдения надолго прервались. Возобновились баллонные полеты опять во Франции в середине XX столетия братьями Дольфюс (Charles – пилот, а Andonin – астроном-наблюдатель) совместно с D.E. Blackweell. Они фотографировали (22 ноября 1956 г. и 1 апреля 1957 г.) солнечную грануляцию с высоты 6000 м рефрактором с диаметром объектива 29 см и в последнем полете за 4 часа получили 480 снимков и многие с разрешением около $0.8''$ (≈ 600 км), а наблюдаемый контраст грануляции К достигал 4,8%. В 50-е годы благодаря техническому прогрессу можно было уже использовать на борту аэростата автоматическую аппаратуру, так как нахождение на нем человека связано со многими трудностями и стало совершенно неоправданным. Тем более что появилась возможность поднять стратостатный баллон на высоту более 20000 м. В 1955 году М. Шварцшильдом с сотрудниками в обсерватории Принстонского университета была начата разработка стратосферного солнечного телескопа с диаметром главного зеркала 30,5 см, чтобы получить прямые снимки поверхности Солнца с дифракционным разрешением $\Delta\alpha_R = 0,45''$ («Стратоскоп-1»). Применение беспилотной автоматической системы и тонкой (50 мкм) полимерной пленки для оболочки аэростата дало возможность вести наблюдения с недоступной ранее высоты 25 км, где плотность воздуха в 30 раз меньше наземной.

"Спектростратоскоп" ($D = 320$ мм), созданный в ФРГ (Кипенхойер, Мельтреттер, фирма "Оптон") был аналогичен "Стратоскопу-1", но кроме прямых снимков в "белом" свете предусматривалось получение спектрограмм и фотографий с Na-фильтром. Дисперсия спектрографа достигала 10 мм/Å, а спектральное разрешение 12 mÅ. При этом выдержка была 10 с, что предъявляло большие требования к стабильности положения изображения. Впервые была применена подвеска телескопа к аэростату за центр тяжести и 3-х ступенчатая система стабилизации изображения. Был проведен только один удачный полет 17 мая 1975 года. Оценки качества спектрограмм "Спектростратоскопа" и какие-либо работы, выполненные на их основе, неизвестны.

2. Развитие стратосферных наблюдений Солнца в СССР

В СССР усилия были сосредоточены на создании большого стратосферного солнечного телескопа для исследования атмосферы Солнца с недостижимым ранее пространственным разрешением. В мае 1961 г. вышло специальное постановление Совета Министров СССР о создании стратосферного солнечного телескопа с диаметром зеркального объектива 50 см, а затем 100 см. На эту работу до конца 70-х гг. прошлого века выделялось большое финансирование. Это был проект, в котором участвовали сотни специалистов нескольких заводов и институтов. Научное руководство проектом осуществляла Пулковская обсерватория (Krat et al., 1972). Основные работы по созданию телескопа успешно выполнил Казанский оптико-

механический завод, главным конструктором проекта был В.Ф. Михалев. В короткий срок была создана Советская Стратосферная Солнечная Обсерватория под кодовым названием "Сатурн", телескоп которой имеет главное зеркало из ситалла диаметром 1 метр для получения с высоты 20 км снимков и спектрограмм солнечных структур с разрешением до 0.12" (90 км на солнечной поверхности), недостижимым в то время с земной поверхности из-за атмосферных искажений. Самым успешным является 3-й полет телескопа "Сатурн" в 1970 году (использовано главное зеркало диаметром 0.5 м). Рекордное разрешение 0.24" было достигнуто более чем на 100 фотоснимках различных солнечных структур. Получены также спектрограммы с разрешением ~0.5". В 4-ом полете 1973 года с 1-метровым главным зеркалом разрешение нескольких снимков доведено до 0.12". Наблюдательный материал, полученный на стратосферной солнечной обсерватории «Сатурн» по качеству, разрешению и надежности фотометрической калибровки опередил существовавший мировой уровень. Несмотря на запуск в 2010 г. стратосферного 100 см (для УФ диапазона) Sunrise telescope (Barthol et.), снимки и спектры, полученные на телескопе «Сатурн» для видимого диапазона не превзойдены по точности калибровки (изображения с адаптивных телескопов уступают в точности фотометрии) и остаются важным этапом развития наблюдательных методов гелиофизики.

3. Наземный солнечный телескоп открытого типа "Памир"

Стратосферные наблюдения не позволяют систематически исследовать тонкую структуру солнечной атмосферы. Поэтому, используя технические наработки стратосферной станции «Сатурн», Пулковской обсерваторией и Казанским оптико-механическим заводом был разработан и установлен в 1978 г. на восточном Памире на высоте 4300 м недалеко от г. Мургаб наземный солнечный телескоп открытого типа с короткими оптическими путями (научный руководитель проекта Парфиненко Л.Д.). Исключительно сухой местный климат позволил использовать телескоп без павильона. Это, вероятно, самый большой в мире передвижной наземный солнечный телескоп для исследования тонкой структуры. Памирский солнечный телескоп частично изготовлен на базе механики и оптики, оставшейся от 50 см варианта стратосферного телескопа «Сатурн», на смену которому пришел 100 см телескоп «Сатурн», совершивший успешный полет в 1973 г. Памирский телескоп установлен на подъемной платформе специального автомобиля (рама с оправой рассчитана на установку 100 см объектива). Колонна телескопа разъемная, в походном положении телескоп укладывается на платформу автомобиля с помощью гидравлического домкрата. Перевод телескопа из походного положения в рабочее занимает около часа. В Шорбулаке телескоп установлен в стационарном варианте. Он является одним из первых телескопов-роботов, работающих без участия астронома-оператора по сигналам от анализатора качества изображе-

ния. На нем за 11 лет (1978–1989 гг.) получен уникальный научный материал по тонкой структуре солнечной атмосферы.

4. Заключение

Наблюдательный материал, полученный на стратосферной солнечной обсерватории «Сатурн», по качеству, пространственному разрешению и надежности фотометрической калибровки существенно опередил существовавший на то время мировой уровень. Фотографии и спектры Солнца, полученные на телескопе «Сатурн» для видимого диапазона остаются крупным достижением современной гелиофизики. Только в 2009 г. был запущен 100 см германо-испанский стратосферный солнечный телескоп (для УФ диапазона) Sunrise telescope (Barthol et al., 2010).

Литература

- Barthol et al.* The Sunrise Mission // 2010, Solar Phys., **268**, Issue 1, pp.1-34.
- Ikhsanov R.N., Parfinenko L.D., Efremov V.I.* On the Organization of Fine Structure of the Solar Photosphere // 1997, Sol. Phys. **170**, p.205.
- Krat V.A., Karpinsky, V.N., Pravdjuk, L.M.* On the Sunspot Structure // 1972, Solar Phys., **26**, 305.
- Krat V.A. et al.* The third flight of the Soviet stratospheric solar observatory // 1970, Astron. Tsirk., No. 597, p. 1–3.
- Krat, V.A.; Parfinenko, L.D.; Stoyanova, M.N.* On grey pores in the solar photosphere // Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR, No. 1985/3, p. 60–65.
- Krat, V.A.; Karpinsky, V.N.; Sobolev, V.M.* Preliminary results of the third flight of the Soviet stratospheric solar observatory // 1972, Space Research XII, Vol. 2, p. 1713-1717.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МАГНИТНОГО ПОТОКА УНИПОЛЯРНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Плотников А.А., Куценко А.С.

Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Россия

DYNAMICS OF UNIPOLAR ACTIVE REGIONS

Plotnikov A.A., Kutsenko A.S.

Crimean astrophysical observatory, Nauchny, Russia

Unipolar active regions show significantly lower decay rate of unsigned magnetic flux than bipolar ones with comparable magnetic flux. A similar peculiarity could be found for intensity of UV radiation – unipolar active regions are much darker in 304 Å line than bipolar ARs. This can be explained by the fact that the dominant part of the unipolar ARs' magnetic flux is quasi-potential and penetrates into higher layers of the solar atmosphere, without interactions with low loops.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-259-260

Прохождение активной области (АО) по видимой с Земли части Солнца занимает чуть менее двух недель, и наблюдение всего времени существования – от всплытия до полного затухания – возможно только для слабых АО.

Использование спутников STEREO позволяет расширить временные рамки наблюдений – два аппарата перемещаются по орбите, близкой к земной, но с опережением и отставанием соответственно. Благодаря этому становится возможным наблюдение активных областей в те моменты, когда они не видимы с Земли [1]. Инструменты STEREO не ведут измерений магнитного поля, однако «прокси-величиной» для абсолютного магнитного потока активной области может являться интенсивность излучения в ультрафиолетовой линии 304 Å [2]. В работе [1] продемонстрировано, что нормированные временные профили магнитного потока АО подобны. При этом более сильные области всплывают и затухают дольше.

В то же время униполярные области не поддаются методу анализа долговременной динамики, предложенному в [1]. По данным магнитограмм HMI SDO и фильтрограмм AIA SDO в линии 304 Å мы обнаружили, что излучение униполярных областей в ультрафиолетовой части спектра значительно слабее, чем для биполярных областей с близким значением максимального магнитного потока. Пример сравнения изображен на рис. 1.

Динамика униполярных АО не согласуется с упомянутым выше характером затухания для биполярных областей: в сравнении с биполярными АО затухание магнитного потока происходит заметно медленнее (рис. 2). Униполярная АО проходит весь диск, слабо теряя поток, в то время как сравнимые по магнитному потоку биполярные АО за тот же срок успевают практически исчезнуть.

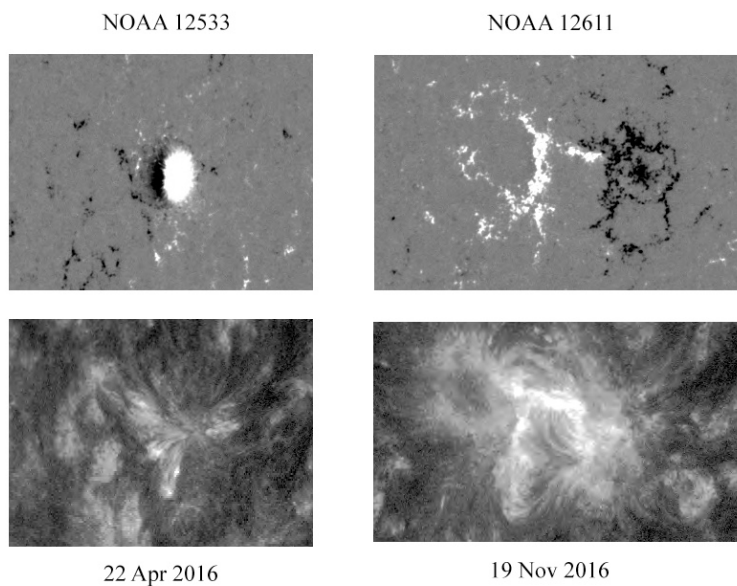


Рис. 1. Сравнение магнитной конфигурации и свечения в УФ линии 304 Å для униполярной (слева) и биполярной (справа) АО с близкими значениями абсолютного магнитного потока. Паразитная полярность на магнитограмме слева вызвана близостью лимба.

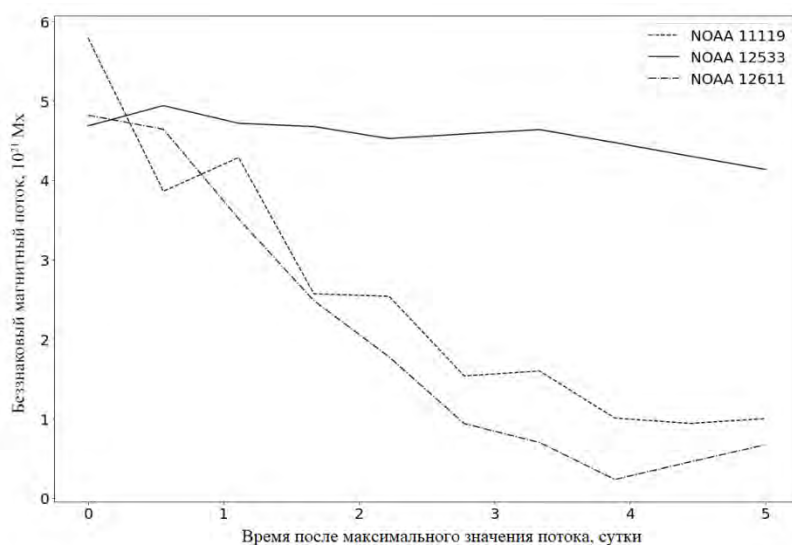


Рис. 2. Сравнение динамики затухания униполярной (NOAA 12533) и биполярных областей с близкими максимальными значениями абсолютного магнитного потока.

Слабое УФ свечение и медленная скорость затухания магнитного потока униполярных АО свидетельствует об особой организации их магнитной конфигурации. Возможно это связано с тем, что большая часть магнитного потока униполярных АО является квазипотенциальной и уходит высоко в корону, не взаимодействуя с более низкими магнитными полями солнечной атмосферы.

Литература

1. Ugarte-Urra I et al. // ApJ, 815:90, 2015.
2. Schrijver, C.J. // A&A, 180, 241, 1987.

СОЛНЕЧНОЕ ЗАТМЕНИЕ 21.06.2020 г. ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДИОТЕЛЕСКОПАХ ИПА РАН (ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ)

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

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

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

³*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

SOLAR ECLIPSE OF 21.06.2020 ACCORDING TO OBSERVATIONS ON RADIO TELESCOPES OF IPA RAS (FIRST RESULTS)

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

¹*IAA RAS, St. Petersburg, Russia*

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

³*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

The first part of our new results received during the latest solar eclipse observations (June 21, 2020) is introduced. We used the best method for such observations which based on the use of quite large full-steering radio telescopes RT-13, RT-32 and RT-2 (resolution 1–4)'. These instruments belong to IPA and situated in the observatories "Zelenchukskaya" (North Caucasus), "Badaryi" (Buryatiya) and "Ussurisk" (far East region). It is seven case of such observations. Original curves and results of first processing are given. A correlation was made between structure of eclipse curves at microwaves and the Sun observations in other ranges (UV and X-ray).

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-261-264

Наблюдения солнечных затмений на радиотелескопах ИПА РАН начались с затмения 11.08.1999 г. [1] и продолжаются до сих пор всякий раз, когда полоса затмения проходит через обсерватории, принадлежащие ИПА РАН [2–3]. Затмение 21.06.2020 г. – это седьмой случай, оно было частным (фаза $\sim 0,17$ – $0,24$) и в его наблюдении смогли принять участие три (из четырех) обсерватории – «Зеленчукская», «Бадары» и «Уссурийск». Наблюдения Солнца на радиотелескопах РТ-13 и РТ-32 выполнялись на волнах 3.5 см, 6.2 см и 13 см с анализом круговой поляризации, на РТ-2 на волне 10.7 см в интенсивности. Методика наблюдений состояла в слежении радиотелескопом за избранным местом на диске Солнца во время его покрытия/открытия диском Луны. В программу наблюдений были включены 4 объекта – участок «спокойного» Солнца (QS), точки I и IV контактов и южная корональная дыра (CH) (см. рис. 1).

В результате наблюдений на радиотелескопах РТ-13 и РТ-32 на всех волнах получены затменные кривые – всего 22 независимых кривых (на волнах 0.89, 1.05, 3.5, 6.2 и 12–13 см в R- и L-поляризациях), исходный вид которых частично (в одной поляризации) показан на рис. 2. Здесь же приведена затменная кривая по наблюдениям на радиотелескопе РТ-2 в Уссурийске (10.7 см, интенсивность).

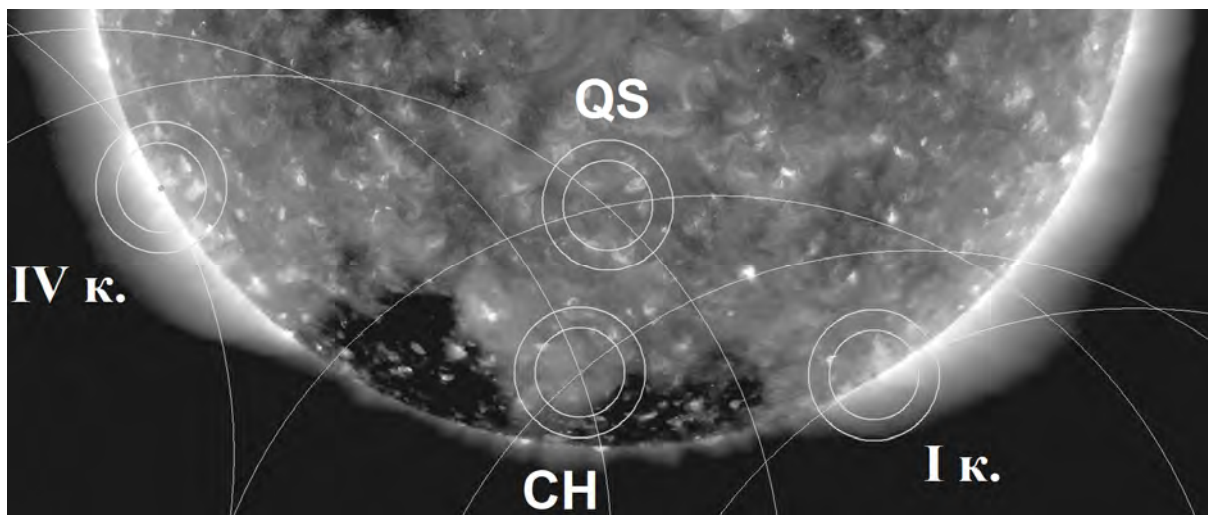


Рис. 1. Солнце в линии 193Å (SDO/AIA) на день затмения 21.06.2020 г. Отмечены участки, куда наводились антенны, и показаны размеры диаграммы (по уровню 0.5) направленности радиотелескопов РТ-13 на волне 1 см и РТ-32 на волне 3.5 см (в виде окружностей диаметром 2.7' и 3.94' соответственно). Положение лимба Луны приведено для момента контактов и максимальной фазы затмения для obs. «Зеленчукская».

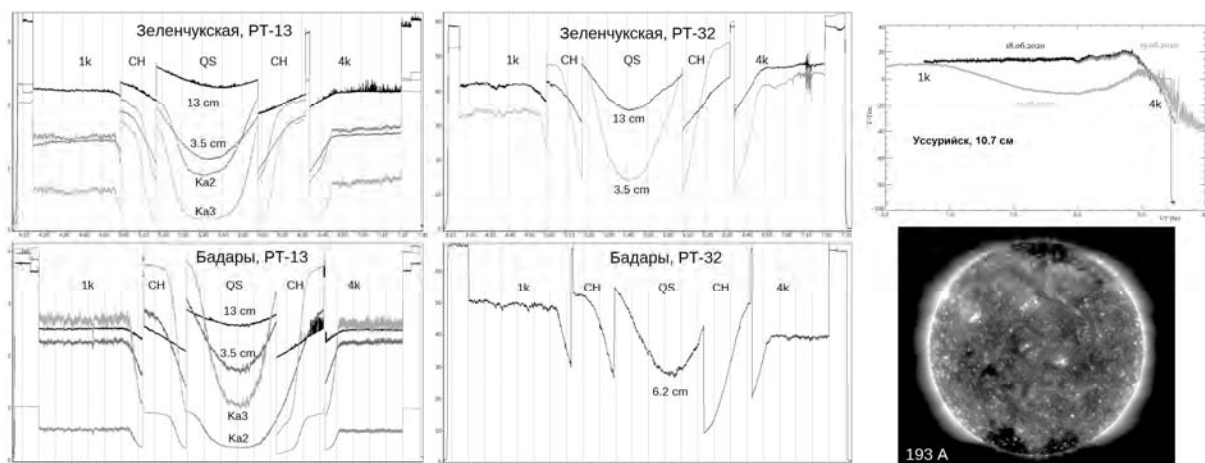


Рис. 2. Оригинальные затменные кривые, полученные в разных обсерваториях в период покрытия и открытия точек I и IV контактов (1к и 4к), участка «спокойного Солнца» (QS) и корональной дыры (CH). Шкала ординат – в условных единицах, по оси абсцисс – всемирное время (UT). Для кривых указаны длина волны в см. Справа-внизу приведено изображение Солнца на день затмения в линии 193Å (SDO/AIA).

Для получения количественных характеристик источников излучения применялась методика обработки, одним из элементов которой было вы-

числение производной с целью получения распределения яркости и ее осреднение с помощью аппаратной функции (гауссиана). Меняя размер этой функции, можно выбрать оптимальную (см. рис. 3) – она определяет эффективное разрешение, достигнутое в затменных наблюдениях. По существу, наблюдения затмений эквивалентны наблюдениям с высоким угловым разрешением только по одной координате (одномерные). Для периода наблюдений покрытия\открытия участка спокойного Солнца, показанного на рис.3, оптимальной оказалась его величина $\sim 8''$.

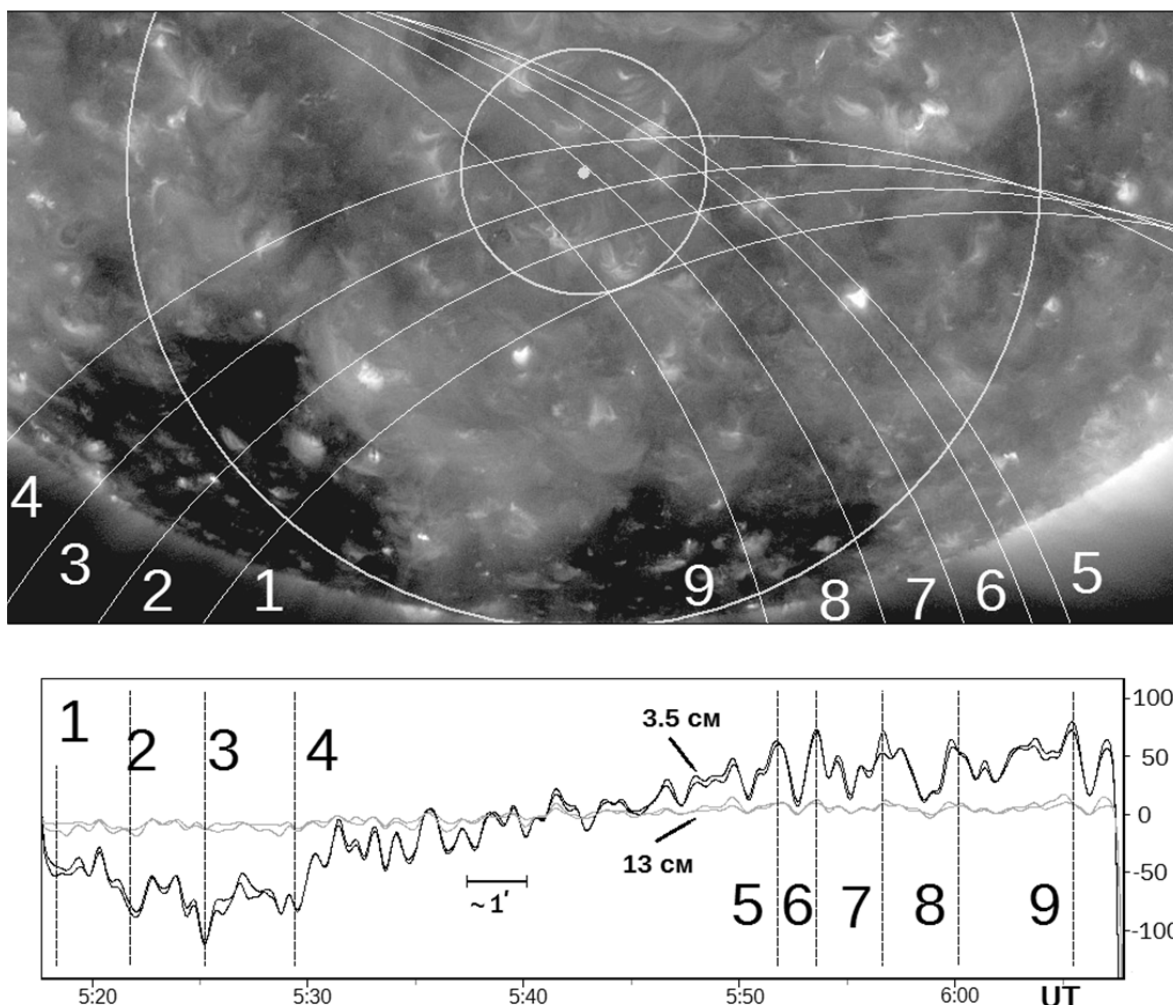


Рис. 3. Иллюстрация к отождествлению отдельных деталей структуры источника радиоизлучения и влияния сглаживания на одномерное распределение яркости и выбор эффективного разрешения наблюдений. Кривые получены в обс. Зеленчукская на РТ-32 на волнах 3.5 см и 13 см в R и L поляризациях и сглажены гауссианой с шириной $\sim 8''$. Фоновый рисунок: изображение Солнца в линии 193\AA (SDO/AIA).

Задачи наблюдений определялись астрономическими обстоятельствами – Солнце находилось в стадии глубочайшего минимума, что в отличие от предыдущих случаев выдвинуло на первый план другие цели. Если ранее исследовалась в основном тонкая структура ярких источников над активными областями, то теперь в задачи наблюдений можно было включить

более слабые объекты и эффекты, такие как распределение радиояркости вблизи лимба, корональные дыры, радиогрануляция, до сих пор недостаточно изученные. Так, анализируя наблюдение участка «спокойное Солнце» (QS), показанное на графике рис. 3, можно заключить, что характер регистрируемого сигнала позволяет интерпретировать его как проявление радиогрануляции. Она регулярно наблюдается на радиотелескопе РАТАН-600. Затменные наблюдения, полученные с более высоким угловым разрешением, особенно на длинных волнах (13 см), дают возможность существенно уточнить характеристики этой компоненты солнечного излучения. Измерения показали, что угловые размеры отдельных деталей в излучении составляют $< 10''$, и отмечается корреляция между флуктуациями на короткой (3.5 см) и длинной (13 см) волне. Вклад единичной детали составляет менее 0.1% по отношению к фоновому излучению всего диска (~ 250 с.е.п. на волне 3.5 см). В целом можно сделать вывод, что излучение наиболее ярких деталей радиогрануляции генерируется в короне, однако при сопоставлении с наблюдениями в УФ и X-ray диапазонах пока не удалось сделать их более точное отождествление. Анализированы и наблюдения в области I и IV контактов [4], а также корональной дыры СН.

Затмения 21.06.2020 г. в очередной раз показало, что затменные наблюдения входят в состав основополагающих наблюдательных данных о Солнце, на основе которых диагностируются физические параметры корональной плазмы, разрабатываются модели ее структуры и проверяется правильность представлений о физике процессов, протекающих в атмосфере Солнца от хромосферы до короны на высоте ~ 100 тыс. км.

Благодарности

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

Литература

1. *Ахмедов Ш.Б., Ипатов И.А., Ипатов А.В., и др.* Наблюдения солнечного затмения 11 августа 1999 г. на радиоастрономической обсерватории «Светлое» // Труды ИПА РАН. 2000. – Вып. 5. – С. 5–14.
2. *Финкельштейн А.М., Топчило Н.А., Петерова Н.Г., и др.* Предварительные результаты наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на радиотелескопах РТ-32 (Светлое), РТ-32 (Зеленчукская), РТ-2,5 (Петергоф) и БПР (Пулково) // Труды ИПА, 2006, вып. 14, с. 33-42.
3. *Финкельштейн А.М., Рахимов И.А., Дьяков А.А., и др.* Наблюдения солнечного затмения 04.01.2011 г. на двух радиотелескопах РТ-32 (Светлое и Зеленчукская): первые результаты // Труды ИПА РАН. – СПб: Наука, 2012. – Вып. 25. – С. 154—159.
4. *Нагнибеда В.Г., Топчило Н.А., Рахимов И.А., и др.* Особенности распределения радиояркости по диску Солнца на мм волнах: модели и наблюдения // См. настоящий сборник.

ГЕНЕРАЦИЯ МГД-УДАРНЫХ ВОЛН В НИЖНИХ СЛОЯХ КОРОНЫ СОЛНЦА

Романов К.В.¹, Романов Д.В.¹, Романов В.А.²

¹Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск, Россия

²Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

GENERATION OF MHD SHOCK WAVES IN THE LOWER LAYERS OF THE SUN'S CROWN

Romanov K.V.¹, Romanov D.V.¹, Romanov V.A.²,

¹Krasnoyarsk state pedagogical University, Krasnoyarsk, Russia

²Saratov state University, Saratov, Russia

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.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-265-268

1. Введение

Феномен аномального прогрева солнечной атмосферы на различных стадиях цикла активности детально не изучен вплоть до настоящего времени [1]. На рис. 1 представлены данные полуэмпирической модели по распределению температуры от фотосферного уровня до верхних слоёв хромосферы из работы [2]. Данное распределение разбивается по диапазону высот на две части: первый диапазон – от уровня фотосферы до высот порядка 2200 км; второй диапазон – от уровня 2200 км и выше в нижние слои короны Солнца.

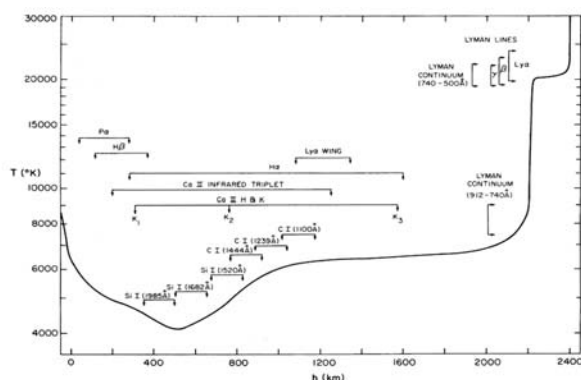


Рис. 1. Распределение температуры от фотосферного уровня до верхних слоёв хромосферы Солнца [2].

В верхних слоях хромосферы из-за роста температуры нелинейно растёт проводимость плазмы. В этих условиях возможен разогрев нижней короны Солнца магнитогазодинамическими ударными волнами [3]. 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.

2. Расчёт МГД-параметров медленных и быстрых ударных волн

Задача исследуется в приближении идеальной магнитогазодинамики [4]. Для изучения течения идеально проводящей плазмы за и перед фронтом ударной волны вводится плоская система координат (рис. 2). Ось Ox перпендикулярна фронту ударной волны.

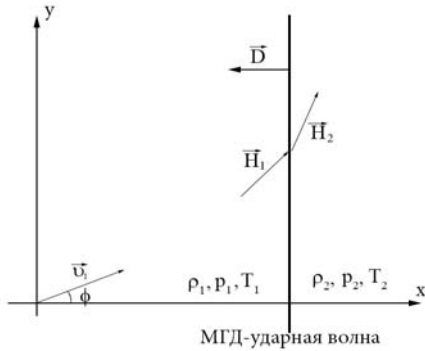


Рис. 2. Плоская декартова система координат для МГД-ударной волны

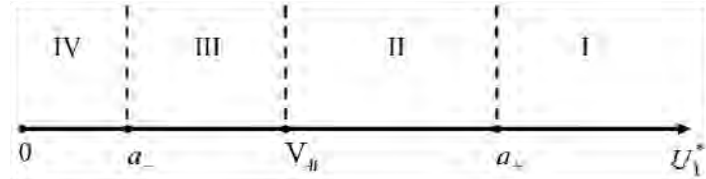


Рис. 3. Диапазоны генерации МГД-ударных волн

Для обезразмеривания соотношений на разрыве выбираются МГД-параметры газа перед фронтом ударной волны (параметры фона):

- H_{x1} – параметр обезразмеривания напряжённости магнитного поля,
- $p = H_{x1}^2 / (4\pi)$ – параметр обезразмеривания давления,
- ρ_1 – параметр обезразмеривания плотности газа,
- $v_0 = H_{x1} / \sqrt{4\pi\rho_1} = V_{Al}$ – параметр обезразмеривания скорости (альфвеновская скорость [5]).

Система пересчета МГД-параметров на фронте ударной волны в обезразмеренном виде [4]:

$$\left\{ \begin{array}{l} m^{*2} = u_1^{*2} \\ m^{*2} = \frac{h_2 - h_1}{h_2 \cdot \eta - h_1} \\ m^{*2} = \frac{z}{1 - \eta} \\ \eta \cdot \left[z \cdot \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - (h_2 - h_1) \cdot \frac{\gamma \cdot h_1 + h_2}{\gamma - 1} + \frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot p_1^* \right] - \\ - z - \frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot p_1^* + h_1 \cdot (h_2 - h_1) = 0 \\ v_1^* - v_1 = \frac{h_1 - h_2}{m^*} \end{array} \right. \quad (1)$$

где $\eta = \frac{V_2}{V_1}$, $z = p_2^* - p_1^* + \frac{h_2^2 - h_1^2}{2}$

– скачок полного давления при переходе через фронт ударной волны.

Введём вспомогательный параметр – отношение касательных компонент магнитного поля за и перед фронтом ударной волны:

$$k = \frac{h_2}{h_1}. \quad (2)$$

Методом исключения система (1) приводится к основному кубическому уравнению [4]:

$$k^3 + a_1 \cdot k^2 + a_2 \cdot k + a_3 = 0. \quad (3)$$

Коэффициенты кубического уравнения рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} a_1 &= 1 + u_1^{**} \cdot (2 - \gamma) \\ a_2 &= \frac{u_1^{**} \cdot [u_1^{**} \cdot (\gamma - 1) + \gamma \cdot h_1^2 + 2 \cdot \gamma \cdot p_1^* - 2]}{h_1^2} \\ a_3 &= -\frac{\gamma + 1}{h_1^2} \cdot u_1^{**2} \end{aligned}$$

где

$$u_1^{**} = u_1^* - 1 \quad (4)$$

Ударные волны переходят в звуковые при $k = 1$: исчезает скачок МГД-параметров на фронте. Кубическое уравнение переходит в квадратное с корнями [4]:

$$a_{\pm} = \frac{\sqrt{\gamma \cdot p_1^* + h_1^2 + 1 + 2\sqrt{\gamma \cdot p_1^*}} \pm \sqrt{\gamma \cdot p_1^* + h_1^2 + 1 - 2\sqrt{\gamma \cdot p_1^*}}}{2}$$

– скорости быстрой (+) и медленной магнитозвуковых волн [4].

В результате во всём диапазоне изменения скорости ударной волны есть только три особые точки: скорость быстрого (+) и медленного (-) магнитного звука, и альфвеновская скорость (рис. 3).

Прогрев газа за фронтом ударной волны удобно проиллюстрировать на модельной задаче, для которой выбираются следующие безразмерные МГД-параметры перед фронтом:

$$\rho_1^* = 1, \quad p_1^* = 1, \quad \gamma = 5/3, \quad h_1 = 1, \quad v_1^* = 1 \quad (5)$$

На рис. 4а представлены распределения температуры газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны в I зоне генерации быстрых МГД-ударных волн. Это МГД-аналог обычных газодинамических ударных волн. Но в отличие от газодинамики магнитогазодинамические ударные волны могут генерироваться ещё в одном диапазоне – зоне III – зоне генерации медленных МГД-ударных волн. На рис. 4б представлены распреде-

ления температуры газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны в зоне III.

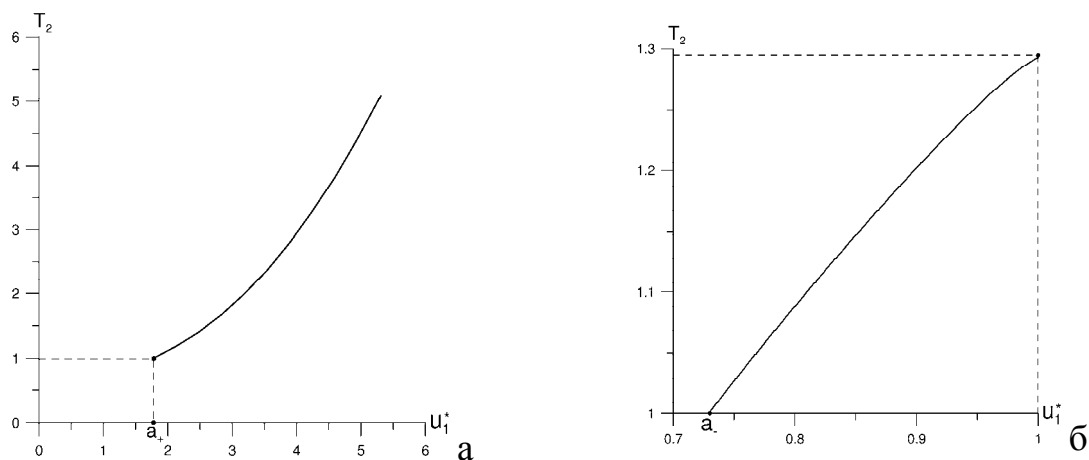


Рис. 4. Температура газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны для зоны I (а) и зоны III (б)

Заключение

Медленные магнитозвуковые ударные волны генерируются в зоне III: между скоростью медленного магнитного звука и альфвеновской скоростью. Замечательная особенность этих ударных волн состоит в том, что они дозвуковые: весь диапазон скоростей (a_- , V_{Al}) лежит левее C_S . Медленные МГД-ударные волны генерируются раньше обычных газодинамических ударных волн. Как следствие, диапазон высот “опрокидывания” акустических волн данного типа существенно меньше, чем диапазон высот “опрокидывания” обычных газодинамических акустических волн (рис. 1).

Диапазон генерации медленных МГД-ударных волн имеет ещё одну отличительную особенность: с ростом напряженности касательной компоненты магнитного поля h_1 скорость медленного магнитного звука a_- стремится к нулю ($a_- \rightarrow 0$). Фактически 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 разогревом обычными газодинамическими и быстрыми МГД-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.

О ВРЕМЕННЫХ ЗАДЕРЖКАХ МЕЖДУ СУБ-ТЕРАГЕЦОВЫМ И МЯГКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Смирнова В.В.¹, Цап Ю.Т.¹, Моторина Г.Г.^{2,3}, Моргачев А.С.⁴

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

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

³*Astronomical Institute ASCR, 251 65 Ondrejov, Czech Republic*

⁴*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия*

ON THE TIME DELAYS BETWEEN SUB-TERAHERTZ AND SOFT X-RAY EMISSION FROM SOLAR FLARES

Smirnova V.V.¹, Tsap Y.T.¹, Motorina G.G.^{2,3}, Morgachev A.S.⁴

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

²*Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

³*Astronomical Institute ASCR, 251 65 Ondrejov, Czech Republic*

⁴*Radiophysical Research Institute of Lobachevsky University, Nizhny Novgorod, Russia*

The time delays between peaks of sub-THz and soft X-ray emissions from solar flares have been considered. It has been shown that two types of sub-THz events exist depending on the time delays. This can be caused by different mechanisms of solar chromospheric heating during the flare energy release.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-269-272

Введение

Несмотря на то, что после обнаружения возрастающего с частотой потока излучения солнечных вспышек в суб-ТГц диапазоне (10^2 – 10^3 Гц, 0.3–3.0 мм) прошло уже около 20 лет [1], тем не менее, вопрос о природе этого явления все еще остается открытым. За указанный период времени было предложено с десятков различных механизмов (моделей), способных объяснить положительный наклон спектра. Среди них: гиросинхротронный [2, 3], обратный комптоновский [2], тепловой тормозной [4, 5], гибридный [6], черенковский [7] и плазменный механизмы [8]. Однако перечисленные модели встречаются с теми или иными трудностями [6, 8, 9]. В частности, черенковский механизм предполагает, что диэлектрическая проницаемость солнечной хромосферы должна быть больше 1, что представляется довольно сомнительным [9]. Для реализации гиросинхротронного механизма требуются магнитные поля в несколько тысяч гаусс [3], тогда как для плазменного необходима концентрация тепловых электронов, не менее 10^{14} см⁻³, что может быть достигнуто в нижней атмосфере Солнца при условии эффективной ионизации атомов водорода.

Сравнительно недавно с целью выяснения природы суб-ТГц излучения солнечных вспышек с положительным наклоном спектра авторы рабо-

ты [5] провели детальный статистический анализ известных вспышечных событий (15 событий). Было показано, что как наблюдаемые потоки, так и суб-секундные пульсации суб-ТГц излучения можно объяснить, исходя из предположения об определяющем вкладе теплового тормозного механизма, генерируемого на уровне хромосферы и переходной области в результате термализации ускоренных в короне электронов. Однако площадь источников излучения в работе [5] находилась по засвеченным изображениям. Другим важным недостатком этой работы является отсутствие анализа поведения временных профилей теплового и нетеплового излучения вспышек. Между тем следует ожидать, что в рамках рассматриваемой модели должен наблюдаться эффект Нойперта, который сводится в простейшем случае к наступлению максимума суб-ТГц излучения на несколько минут раньше мягкого рентгеновского (см. также [10]).

Цель настоящей работы – на основе известных вспышечных событий провести детальный анализ временных задержек между суб-ТГц и мягким рентгеновским излучением.

Обработка данных наблюдений и ее результаты

Исходя из работы [5], а также из других работах (например: [11–13]), мы выбрали ряд суб-ТГц событий с положительным спектром и сравнили временные профили радио- и мягкого рентгеновского излучения на предмет наличия временных задержек между ними. Для мягкого рентгеновского излучения (1–8, 0.5–4 Å) использовались наблюдения космических аппаратов серии GOES [14], тогда как для суб-терагерцового – радиотелескопов SST, KOSMA, VEMRAK и РТ-7,5 МГТУ, на частотах 93, 140, 210, 230, 345, 405 ГГц. Всего было выделено 11 событий (таблица 1). Временные задержки, превышающие 30 с, определялись между максимумами потоков суб-ТГц и мягкого рентгеновского излучения (в противном случае, они во внимание не принимались).

Таблица 1.

| № | Тип | Дата и время | GOES-класс вспышки | Задержки (минуты) | Публикация |
|----|-------|-----------------------|-----------------------|----------------------|-------------------------|
| 1 | I | 06.12.2006 (18:44 UT) | X6.5 | 3 | Kaufmann et al. (2009) |
| 2 | I | 12.04.2001 (10:17 UT) | X2.0 | 9 | Luthi et al. (2004) |
| 3 | I | 27.10.2014 (14:22 UT) | X2.0 | 6 | Fernandes et al. (2017) |
| 4 | I | 2.11.2003 (17:07 UT) | X8.3 | 2,5 | Silva et al. (2007) |
| 5 | I | 30.10.2004 (11:40 UT) | X1.2 | 2 | Cristiani et al. (2007) |
| 6 | II | 05.07.2012 (11:44 UT) | M6.2 | - | Tsap et al. (2018) |
| 7 | II | 04.07.2012 (09:54 UT) | M5.3 | - | Tsap et al. (2016) |
| 8 | II | 02.04.2017 (07:50 UT) | M5.4 | - | Morgachev et al. (2018) |
| 9 | II | 27.10.2003 (12:27 UT) | M6.7 | - | Trottet et al. (2011) |
| 10 | II | 08.02.2010 (13:30 UT) | M2 | - | Kaufmann et al. (2011) |
| 11 | I, II | 17.02.2013 (15:40 UT) | M1.9 | * | Fernandes et al. (2017) |

Символом (*) обозначена вспышка, попадающая под оба типа.

Полученные результаты позволяют разделить суб-ТГц события на два типа:

- I. вспышки, для которых появление максимума потока радиоизлучения опережает по времени появление максимума мягкого рентгеновского излучения от 2 до 9 минут;
- II. вспышки, для которых максимумы потоков суб-ТГц и мягкого рентгеновского излучения совпадают с точностью до 30 с, по результатам кросс-корреляционного анализа.

Типичные примеры временных профилей вспышек типа I и типа II представлены на рис. 1. В первом случае (рис.1 а), задержка между профилями суб-ТГц и мягкого рентгеновского излучения составила 3 мин, во втором случае (рис. 1 b, c) максимумы совпадают, однако на рис.1 b видно, что в суб-ТГц диапазоне наблюдается небольшой импульс в начале вспышки.

Следует подчеркнуть, что к типу I относилось 5 событий класса X, а ко второму – 5 вспышек класса M.

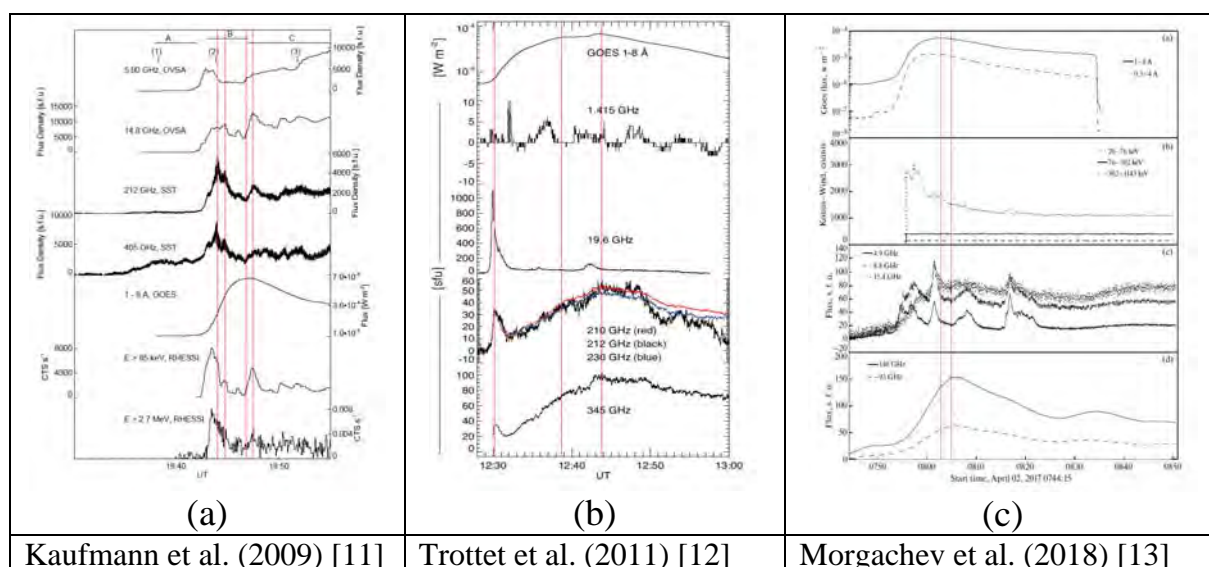


Рис. 1. Временные профили вспышек типа I (a) и типа II (b, c).

Обсуждение результатов и выводы

Полученные нами результаты, по меньшей мере, свидетельствуют о том, что для суб-ТГц событий с положительным наклоном спектра, предположение, сделанное в работе [5] о доминирующем механизме нагрева переходной области и хромосферы Солнца быстрыми электронами, не согласуется, по крайней мере, с некоторыми наблюдениями. В этом случае должны были бы доминировать вспышки типа I, что несколько противоречит полученным нами результатам. По нашему мнению, с учетом малого вклада горячей корональной плазмы в суб-ТГц излучение для вспышек рентгеновского класса M, это можно объяснить процессами теплового энерговыделения *in situ* на уровне хромосферы. Однако не следует также

исключать определенный вклад и нетепловых процессов в нижней атмосфере Солнца. Данный вывод находится в хорошем согласии с результатами работы [15], согласно которой, по крайней мере, для некоторых событий в основаниях корональных петель наблюдается горячий > 10 МК источник мягкого рентгеновского излучения, который никак не связан с последующей импульсной фазой вспышки.

Вместе с тем важную роль могут также играть процессы распространения тепловых потоков из корональной части вспышечной петли в основаниях петель [16]. Для того чтобы выяснить причину отсутствия временных задержек между мягким рентгеновским и суб-ТГц излучением требуются дополнительные исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки НИР № 0831-2019-0006 (Смирнова В.В., Цап Ю.Т.), и гранта РФФИ 20-72-10158 (Моторина Г.Г.).

Литература

1. Trottet, G., Raulin, J.-P., Kaufmann, P., et al. // *A&A*, 2002, 381, 694.
2. Kaufmann, P., Correia, E., Costa, J.E.R., Zodi Vaz, A.M. // *A&A*, 1986, 157, 11.
3. Silva, A.V.R., Share, G.H., Murphy, R.J., et al. // *Sol. Phys.*, 2007, 245, 311.
4. Tsap, Y.T., Smirnova, V.V., Morgachev, A.S., et al. // *Adv. Space Res.*, 2016, 57, 1449.
5. Kontar, E.P., Motorina, G.G., and Jeffrey, N.L.S., et al. // *A&A*, 2018, vol. 620, id A95.
6. Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S., et al. // *Sol. Phys.*, 2018, vol. 293, № 3, id 50.
7. Fleishman, G.D., Kontar, E.P. // *Astrophys. J. Lett.*, 2010, 709, L127.
8. Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V., Melnikov, V.F. // *Astron. Lett.*, 2013, 39, 650.
9. Krucker, S., Giménez de Castro, C.G., Hudson, H.S. et al. // *A&A, Rev.*, 2013, 21, 58.
10. Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. // *Ge&Ae*, 2020, (in press).
11. Kaufmann P.; Trottet G.; Giménez de Castro, et al. // *Sol. Phys.*, 2009, V. 255, Iss. 1, pp.131-142.
12. Trottet G., Raulin J.-P., Gimenez de Castro G., et al. // *Sol. Phys.*, 2011, V. 273, Iss. 2, pp.339-361.
13. Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. // *Ge&Ae*, 2018, Vol. 58, No. 8, pp. 1113–1122, DOI: 10.1134/S001679321808011X.
14. Hanser, F.A. and F.B. Sellers, 1996, 2812, 344-352, doi: 10.1117/12.254082.
15. Hudson H.S., Simoes P.J.A., Fletcher L., et al. 2020, eprint arXiv:2007.05310.
16. Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G. // *Ge&Ae*, 2019, Vol. 59, No. 8, pp. 1114–1120, DOI: 10.1134/S0016793219080140.

ШЛЕМОВИДНАЯ СТРУКТУРА КОРОНЫ 2019 ГОДА КАК ИНДИКАТОР 25 СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Старкова Л.И.

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

THE HELMET STRUCTURE OF CORONA 2019 AS AN INDICATOR OF THE SOLAR CYCLE 25

Starkova L.I.

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

It was founded that the helmet structure of eclipse corona 2019 is similar to coronas in the end of solar cycles during 19th – 20th centuries. This fact most probably shows that the magnetic field generation is identical with situation in these cycles. To estimate the maximum of the solar cycle 25 can be used the connection between toroidal and poloidal component of magnetic field in these cycles. Such connection for the solar cycles 21–23 has been obtained between the indicators of poloidal and toroidal components as strength of polar magnetic field and Wolf number accordingly. From this connection the maximum cycle 25 is 125 Wolf number. This maximum slightly differs from maximum of cycle 24. This situation is like those in Dalton minimum at the 19th century beginning.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-273-276

Введение

В циклической генерации магнитного поля Солнца имеются, помимо 11-летней, долговременные вариации. Наиболее стабильная из которых является 210-летняя [1]. Значительное уменьшение величины 24 солнечного цикла, вероятно, связано именно с такой вариацией. Предыдущая ситуация с резким уменьшением мощности генерации произошла в начале XIX века, и продолжалась в течение 3-х солнечных циклов. Нынешний случай даёт возможность сравнить с периодом начала XIX века и на основе современных данных провести анализ условий пониженной генерации.

Для анализа таких условий необходимо изучить закономерности в проявлении процесса генерации магнитного поля. Наибольший интерес в настоящее время представляет ситуация с генерацией 25 солнечного цикла. Насколько в этом цикле проявятся те или иные ранее установленные закономерности. Для этой цели можно использовать амплитуду 25 цикла, которую принято отсчитывать в числах Вольфа. В работе [2] приведены результаты оценок максимума 25 цикла, использующих различные закономерности. И эти оценки в большинстве случаев дают небольшое превышение над максимумом 24 цикла. В то же время, моделирование в рамках динамо генерации прогнозирует максимум 25 цикла меньшим, чем у 24 цикла на 20% [3].

Методика

Амплитуда 25 солнечного цикла зависит от мощности генерации тороидальной компоненты магнитного поля. Наблюдательные данные и теоретические построения указывают на то, что эта максимальная мощность тороидальной компоненты магнитного поля определяется условиями генерации в предшествующую эпоху минимума солнечной активности. Индикаторами такой ситуации могут быть, в частности, геометрические свойства шлемовидной структуры короны Солнца [4].

Для нашей задачи изучения магнитной ситуации эпохи минимума используем широтный градиент кривизны оси корональных шлемов. Величина этого градиента ($dn/d\varphi$) в зависимости от фазы солнечного цикла приведена на рис. 1, где данные, относящиеся к окончанию цикла, отмечены квадратами, а те, которые относятся к началу цикла, даются кружками. Эти данные аппроксимируются линейными трендами. Фаза цикла рассчитывается как отношение временных интервалов между моментами изучаемой короны t и ближайшим минимумом t_{\min} к интервалу между моментами максимума цикла и минимума $|t_{\max} - t_{\min}|$. Нулевая фаза – граница между циклами.

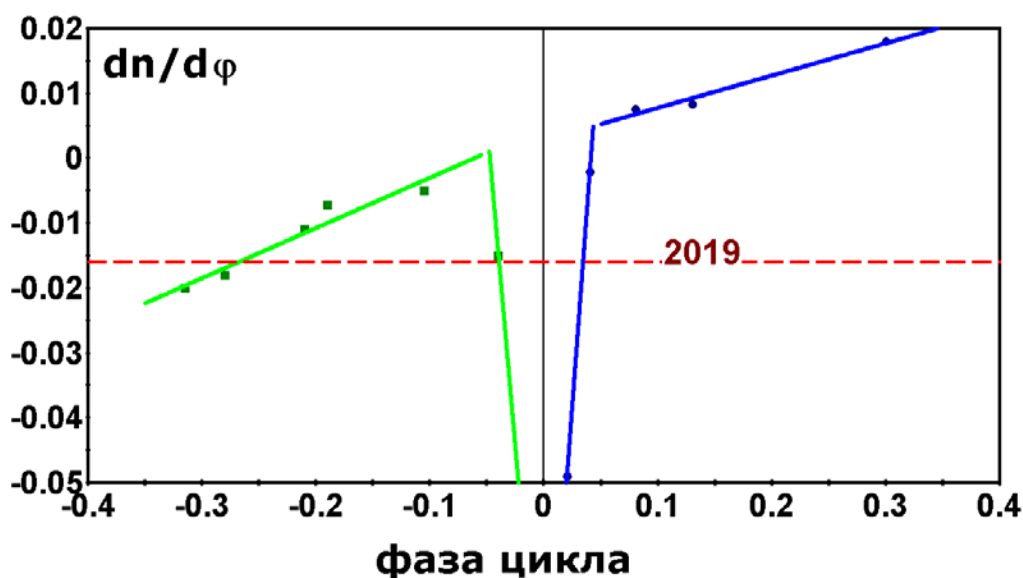


Рис. 1.

Результаты

Изучение геометрических параметров корональных шлемов проводится по изображениям корон, получаемых во время полных солнечных затмений. Для нашего случая минимума 24/25 солнечных циклов подходит корона затмения 2 июля 2019 года. Это затмение произошло в конце 24 цикла. Новый 25 солнечный цикл, вероятно, начался в октябре 2019 года, поскольку с ноября количество магнитных биполярных областей на фотосфере нового цикла стало устойчиво больше, чем аналогичных областей 24

цикла. Таким образом, получается, что корона 2019 года относится к фазе цикла ≈ -0.04 .

На рис. 2 приведено структурное изображение короны 2019 года, составленное Друкмиллером [5]. Конфигурация шлемов имеет типичный вид корон эпох минимумов. Наиболее близкие формы имеет короны именно при такой же фазе цикла 17 мая 1901 г. и 30 июня 1954 г.



Рис. 2.

Расчеты широтного градиента кривизны осей шлемов короны 2019 года (рис. 2) дали величину $dn/d\varphi = -0.016$. Эта величина отмечена пунктирной линией на рис. 1. Такой градиент имеет место при фазах цикла -0.26 и -0.04 для корон XIX–XX веков (рис. 1). И корона 2019 года, как было показано выше, относится к фазе -0.04 . Такое совпадение с зависимостью рис. 1 означает, что характер генерации в минимуме 24/25 циклов аналогичен ситуации в минимумах солнечных циклах до «сбойного» 24 солнечного цикла. И факт такого совпадения позволяет оценить амплитуду 25 цикла по ранее имевшим место закономерностям между мощностью генерации магнитного поля в максимуме и минимуме солнечного цикла.

В эпоху минимума солнечной активности мощность генерации отражают магнитные поля в полярной зоне. Магнитные поля полярной зоны регулярно регистрируются на обсерватории Wilcox (WSO). По данным WSO максимальные напряжённости полярного магнитного поля B_p в минимумах 1986 г. и 1996 г. составляют 1.29 Гс и 1.04 Гс соответственно [6]. Количественной характеристикой мощности генерации тороидальной компоненты магнитного поля является число Вольфа. Максимальные значения

числа Вольфа W_{\max} для циклов 22 и 23 принимаются как среднегодовые усреднения 212.5 и 180.3 по версии 2.0 [7]. По этим имеющимся данным возможно получить искомую закономерность в виде степенной зависимости вида:

$$W_{\max} = k B_p^n, \quad (1)$$

где параметры $k = 175$, $n = 0.76$ для 22 и 23 солнечных циклов. Тогда из формулы (1) ожидаемый максимум 25 цикла будет $W_{\max} = 125$. Это значение получено с учётом того, что наблюдаемая максимальная напряжённость полярного поля в минимуме 24/25 циклов составила $B_p = 0.64$ Гс [6].

Выводы

Проведённый анализ условий генерации в минимуме 24/25 солнечных циклов показал, что они аналогичны условиям в XIX–XX веках. В предположении, что такая аналогия будет иметь место и в период максимума солнечной активности, получена оценка амплитуды 25 солнечного цикла $W_{\max} = 125$ в единицах числа Вольфа. Это значение немного ($\approx 7\%$) превышает амплитуду 24 цикла ($W_{\max} = 116$). Такое малое различие мощностей 25 и 24 циклов соответствует ситуации начала XIX века солнечных циклах 5 и 6 [7]. И это соответствие указывает на то, что режим пониженной генерации магнитного поля Солнца начала XXI века аналогичен эпохе минимума Дальтона начала XIX века.

Литература

1. Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H. // Solar Phys., 2002, v. 211, p. 371-394.
2. Bisoi S.K., Janardhan P., Ananthkrishnan S. // Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2019, v. 125, pe2019JA027508.
3. Labonville F., Charbonneau P., Lemerle A. // Solar Phys., 2019, v. 294, p. 82.
4. Merzlyakov V.L., Starkova L.I. // Geomagn. Aeron., 2019, v. 59, № 8, pp. 1103–1107.
5. <http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/Eclipse/index.htm>
6. <http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>
7. <http://sidc.oma.be/silso/>

УСКОРЕНИЕ КВМ В НИЖНЕЙ КОРОНЕ В ИМПУЛЬСНЫХ ВСПЫШКАХ И СОЛНЕЧНЫЕ ЭНЕРГИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ

**Струминский А.Б.¹, Григорьева И.Ю.²,
Логачев Ю.И.³, Садовский А.М.¹**

¹*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

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

³*МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИЯФ им. Д.И. Скобельцына, Москва, Россия*

CME ACCELERATION IN LOW CORONA IN IMPULSIVE FLARES AND SOLAR ENERGETIC PARTICLES

**Struminsky A.B.¹, Grigorieva I.Yu.²,
Logachev Yu.I.³, Sadovskii A.M.¹**

¹*Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg, Russia*

³*Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

Three eruptive solar flares are considered: X9.7 (S18W63) 06.11.1997, X6.9 (N17W69) 09.08.2011, and X1.1 (S13W59) 06.07.2012. In the impulsive phase of these flares with a duration of less than ~5 min (from the onset of μ -emission at 15.4 GHz to the maximum of soft X-ray (SXR) radiation), bursts of hard X-ray (HXR) and μ -radiation with a large amplitude and duration of less than ~1 min were observed. At the time of these bursts, effective heating and evaporation of the chromospheric plasma appeared, which was expressed in a short (less than ~2 min) time delay of the maximum of the emission measure relative to the maximum of the temperature of the flare plasma. A comparable acceleration of coronal mass ejections (CMEs) occurred during the impulsive phase leading to comparable average velocities. The maximum intensities of electron and proton fluxes in the interplanetary medium did not correlate with the characteristics of CME, SXR, HXR, and μ -radiation. Bursts of non-thermal radiation in the impulsive phase and the CME shock wave were only indirectly related to the acceleration of solar protons and relativistic electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-277-280

Последние результаты по кинематике корональных выбросов массы (КВМ) и ускорению частиц в событиях 13.05. 2013 [1] и 10.09.2017 [2–4] позволяют по-новому взглянуть на аналогичные процессы в других событиях. Быстрый процесс ускорения КВМ с величиной, близкой к предельной (~10 км/с² [5]), может продолжаться как с меньшей величиной, но большей длительностью [1], так и с замедлением [2–3]. При этом наиболее эффективное ускорение электронов происходило в этих событиях после достижения КВМ более 1.5 радиусов Солнца, т.е. на постэруптивной фазе [1, 4]. Отметим, что в работах [2, 6] ускорение протонов до релятивистских энергий связывают с большой величиной ускорения КВМ, т.е. быстрым формированием ударной волны. Альтернативой ускорению на ударных

волнах является стохастическое ускорение протонов в аркаде послевыспышечных петель под КВМ [4].

Для анализа мы выбрали три мощные импульсные вспышки: X9.7 6 ноября 1997 (тонкая черная линия, кружки), X6.9 9 августа 2011 (толстая серая линия, квадраты) и X1.1 6 июля 2012 (толстая черная линия, треугольники), см. таблицу и рис. 1. В межпланетном пространстве (МП) они сопровождалась быстрыми КВМ (>1500 км/с), солнечными протонами >100 МэВ и релятивистскими электронами. Событие 6 ноября 1997, которое сопровождалось еще и наземным возрастанием интенсивности космических лучей (GLE), – первый и последний пример наблюдения КВМ коронографом LASCO_C1 без предварительного ускорения [7]. Вспышка 9 августа 2011 интересна своей экстремальной температурой [8], а 6 июля 2012 – величиной всплеска в жестком рентгеновском (HXR) диапазоне [9], в них обеих Fermi/LAT наблюдал длительное γ -излучение >100 МэВ [9].

Данные событий взяты с сайта (<ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>), по КВМ (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Температура (T) и мера эмиссии (EM) вспышечной плазмы рассчитаны в пакете *SolarSoft*. Времена (мин) в Таблице даны относительно начала радиоизлучения на 15.4 ГГц в каждом событии. **А** – дата, нулевое время, балл вспышки; **Б** – начало и максимум вспышки в мягком рентгене (SXR, GOES); **В** – время максимума T , время запаздывания максимума EM относительно максимума T ; **Г** – время первого появления КВМ (LASCO_C2) и его скорость в км/с; **Д** – наименьшая частота регистрируемого радиоизлучения (RSTN), времена его начала и максимума; **Е** – время и величина максимума излучения на 15.4 ГГц (с.е.п.); **Ж** – время начала радио всплесков III, II и IV типов; **З** – время начала роста 5 мин средних потоков протонов >100 МэВ (GOES), электронов 2.64–6.12 кэВ (1 мин, SOHO/EPHIN) для первой и второй фазы ускорения [4]. Данные электронных каналов детектора EPHIN/SOHO взяты здесь: <http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm>, интегральных протонных каналов GOES взяты тут: https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/particle/.

Таблица.

| А | Б | В | Г | Д | Е | Ж | З |
|-----------------------------------|-------|------|----------|--------------|-----------------------|-----------|---------------|
| 06.11.1997 1151 X9.7 S18W63 | -2/+4 | +3/2 | +19/1556 | 245 -2/+2 | 0/+2 9800 | ?/?/+1 | +24 +2/+28 |
| 09.08.2011 0801 X6.9 N17W69 | -5/+5 | +2/2 | +11/1610 | 245 -1/+1 | 0/+2 1600 | +16/0/+19 | +14 +3/+14 |
| 06/07/12 2303 X1.1 S13W59 | -2/+5 | +4/2 | +21/1828 | 245 +2/+3 | 0/+3 1900 (8.8) | +1/+6/+19 | +40 +2/+29 |

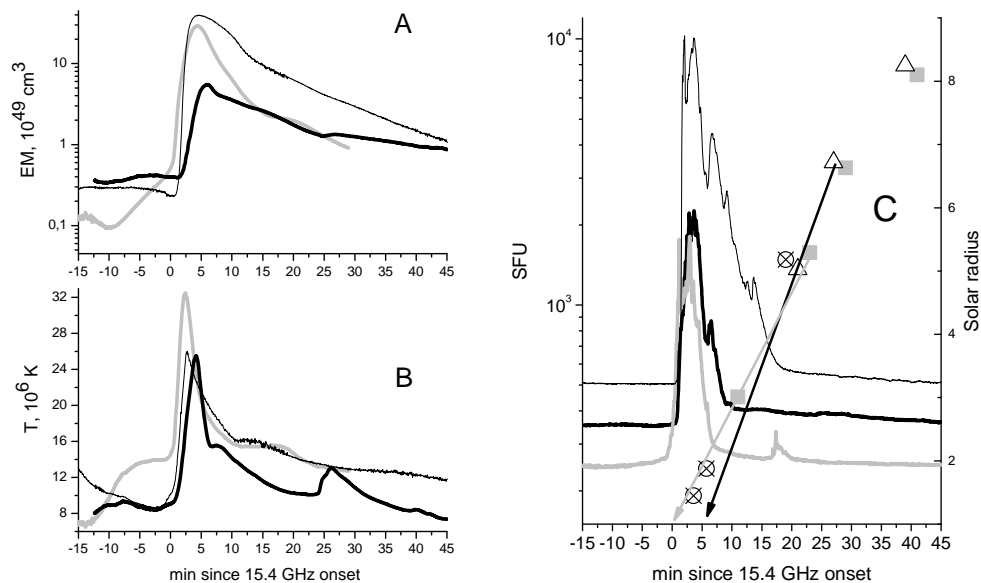


Рис. 1.

Согласно [10] импульсной фазой считают время наблюдения HXR и микроволнового (μ -) излучения до максимума SXR излучения, т.е. до ~ 5 мин в рассматриваемых событиях. На рис. 1 показаны временные профили: А – EM ; В – T ; С – μ -излучения на 8.8 ГГц. Значки на рис. 1С показывают положение КВМ по данным LASCO, серая и черная стрелки – аппроксимацию положения КВМ по двум первым квадратам и треугольникам. Два первых перечеркнутых кружка соответствуют наблюдениям LASCO_C1, согласно [7] скорость составляла 2150 км/с, а ускорение было 7.3 км/с^2 . Ускорение КВМ в двух других событиях могло быть таким же с учетом возможных ошибок (рис. 1С).

Авторы работ [11–12] обратили внимание на то, что условия нагрева вспышечной плазмы нетепловыми электронами меняются с началом пост-эруптивной фазы. При наличии оттока плазмы и увеличения EM падает SXR излучение [11] и эффективная T [12], несмотря на потоки нетеплового излучения сопоставимые с теми, что наблюдались на фазе роста SXR и T . Наблюдения эрупции LASCO_C1 06.11.1997 позволяют уточнить начало постэруптивной фазы (рис. 2). На рис. 2 сравниваются $\frac{dT}{dt}$ (А) и $\frac{dEM}{dt}$ (В) с μ -излучением на 15.4 ГГц (серая линия). Интенсивность SXR $J(T, EM) \sim F(T) \times EM$, а $\frac{dJ}{dt} = EM \times \frac{dF}{dT} \frac{dT}{dt} + F \times \frac{dEM}{dt}$. Монотонный рост $\frac{dT}{dt}$ без изменения EM наблюдается до +1 мин (в 11:52:13 UT фронт КВМ не виден [7]), далее во время первого пика на 15.4 ГГц – три коротких всплеска $\frac{dT}{dt}$, которые инициировали быстрый рост $\frac{dEM}{dt}$ – импульсное развитие КВМ. Постэруптивная фаза (второй пик на 15.4 ГГц) началась после +2 мин и соответствовала увеличению EM без нагрева.

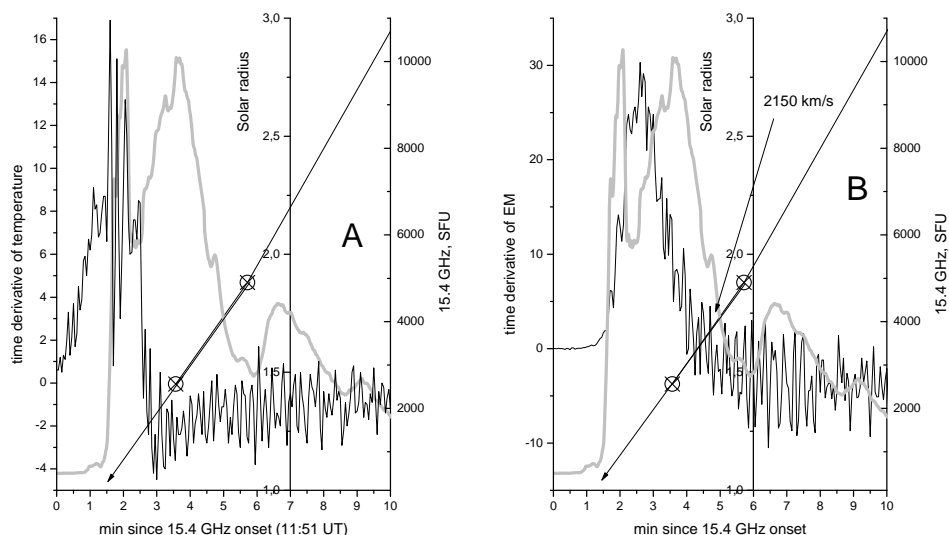


Рис. 2.

Максимальные интенсивности потоков электронов и протонов в МП в этих событиях не коррелировали с характеристиками КВМ, SXR, HXR μ -излучения, наблюдения будут подробно представлены в [14]. Таким образом, всплески нетеплового излучения в импульсной фазе и ударная волна КВМ имели только косвенное отношение к ускорению солнечных протонов и большинства релятивистских электронов. Релятивистские электроны и протоны длительно стохастически ускорялись на постэруптивной фазе всплеск уже после максимального ускорения КВМ.

Работа была поддержана субсидиями по темам «Плазма» (АБС и АМС) и «Энерговыделение» (ИЮГ), грантом РФФИ –19-02-00264 (ЮИЛ).

Литература

1. Gou T., Veronig A.M., Liu R., et al. // *Astrophys. J.*, 2020, v. 897, p. L36.
2. Gopalswamy N., Yashiro S., Mäkelä, P., et al. // *Astrophys. J.*, 2018, v. 863, p. L39.
3. Veronig A.M., Podladchikova T., Dissauer K., et al. // *Astrophys. J.*, 2018, v. 868, p. 107.
4. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др. // *Физика Плазмы*, 2020, т. 46, с. 139.
5. Green L.M., Török T., Vršnak B., et al. // *Space Sci. Rev.*, 2018, v. 214, p. 46.
6. Gopalswamy N., Yashiro S., Thakur N., et al. // *Astrophys. J.*, 2016, v. 833, p. 216.
7. Zhang J., Dere K. P., Howard R. A., et al. // *Astrophys. J.*, 1999, v. 559, p. 452.
8. Шарыкин И.Н., Струминский А.Б., Зимовец И.В. // *Письма в АЖ*, 2015, т. 41, с. 57.
9. Struminsky A. and Gan W. // *J. Phys: Conf. Ser.*, 2015, v. 632, id. 012081.
10. Benz A. // *Living Rev. Solar Phys.*, 2017, v. 14, id. 2 (59 pp).
11. Струминский А.Б. и Зимовец И.В. // *Письма в АЖ*, 2008, т. 34, с. 777.
12. Струминский А.Б. и Зимовец И.В. // *Письма в АЖ*, 2010, т. 36, с. 453.
13. Maia D., Vourlidas A., Pick M., et al. // *J. Geophys. Res.*, 1999, v. 104, p. 12507.
14. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др. // *Изв. РАН*, 2021, сер. физ., сдана в печать.

ПЕРСПЕКТИВЫ ЧИСЛЕННОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ РАДИОИСТОЧНИКА В РАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ

Ступишин А.Г.¹, Кальтман Т.И.²

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

²*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

PROSPECTS FOR NUMERICAL RECONSTRUCTION PARAMETERS OF THE RADIO SOURCE'S ATMOSPHERE IN AN EQUILIBRIUM PLASMA

Stupishin A.G.¹, Kaltman T.I.²

¹*SPBU, St. Petersburg, Russia*

²*SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

The paper presents the development of an iterative method for reconstructing the height temperature profile based on modeling radio observations of a solar spot source in a reconstructed magnetic field. The method shows high quality of atmospheric parameters recovery on realistic models. A system of equations is introduced for finding temperatures at different altitudes with additional regularizing equations connecting temperatures at neighboring altitudes. The possibility of reconstructing different atmospheres over different active regions zones into the algorithm and using observations of a radio telescope RATAN-600 with an one-dimensional diagram at different scan points is developed. An example of using the method of reconstruction of the temperature profile of a radio source for a dipole magnetic field model for different points of the simulated scan and for different atmospheres (above an umbra and a penumbra) is given. The possibility of generalizing the method using data from radio telescopes with a two-dimensional antenna pattern is indicated. Further prospects for the development of the method for reconstruction of radio source plasma parameters are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-281-284

1. Введение

Несмотря на многие годы исследований и значительный прогресс в теории и наблюдениях солнечной атмосферы, характеристики атмосферы над солнечными пятнами до сих пор остаются вызовом для солнечной астрономии. Работа посвящена развитию реконструкции параметров солнечной атмосферы (высотного профиля электронной температуры и, до некоторой степени, электронной плотности) над активной областью (АО) на основании реконструированного магнитного поля и данных многочастотных наблюдений (в частности, радиотелескопа РАТАН-600).

Такой метод был предложен нами в работе [1] на основе моделирования радионаблюдений циклотронного излучения в реконструированном магнитном поле. Однако нами были найдены недостатки, способы устранения которых мы представляем в настоящей работе, а также реализуем некоторые новые возможности метода и очерчиваем его перспективы.

2. Усовершенствование метода численной реконструкции температурного профиля

Основная проблема в реализации метода в [1] состояла в том, что мы привязывали излучение на определенной частоте к одной “эффективной” высоте, в то время как излучает довольно большой диапазон высот. Также важно, что обе гармоники вносят вклад в излучение. Это приводило к плохой сходимости итераций. Кроме того, приходилось вводить дополнительную процедуру, обеспечивающую монотонность роста температуры с высотой.

Суть усовершенствованного метода состоит в следующем. Разобьем весь диапазон высот на некоторый набор “рабочих интервалов”. Каждый интервал будем характеризовать центром интервала и характеристической температурой. Зададим некоторый высотный профиль температурной зависимости. Для каждой частоты наблюдения и для каждой поляризации возьмем смоделированную на этой частоте радиокарту, домноженную на диаграмму направленности антенны, например, РАТАН-600, позиционированную в некоторой точке скана и определим вклад каждого интервала высот в полный расчетный поток. Наша цель — скорректировать заданный профиль температурной зависимости так, чтобы расчетный поток был равен наблюдаемому потоку. Введем для каждого высотного интервала корректирующий множитель температуры α . Тогда все вышесказанное можно записать как систему линейных уравнений для всех частот и обеих поляризаций для нахождения всех α .

Для повышения устойчивости решения дополняем систему уравнениями, связывающими температуры на соседних высотах. Веса добавочных уравнений могут быть подобраны так, чтобы не сильно исказить искомый профиль температуры, но при этом повысить устойчивость решения. Получается переопределенная система уравнений, которую будем решать методом наименьших квадратов (из-за недостатка места сами уравнения здесь не приведены и будут опубликованы в расширенной статье). Полученное таким образом решение используется для построения нового температурного профиля для следующей итерации.

3. Обобщение метода для разных точек смоделированного скана и для разных атмосфер и его тестирование на модели диполя

Итак, выше введена система уравнений для поиска температуры на различных высотах с дополнительными регуляризирующими уравнениями, связывающими температуры на соседних высотах. Т.к. использование одной модели атмосферы на всю АО может приводить к “размыванию” переходной зоны по высоте, разработана возможность ввода в алгоритм разных атмосфер над разными зонами АО и использования наблюдений в разных точках скана (рис. 1).

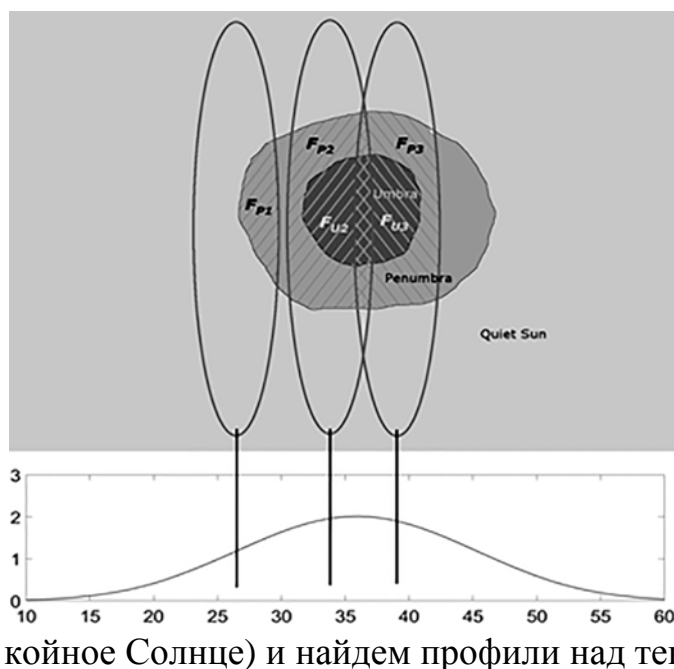


Рис. 1 Схематическое изображение положения ДНА в трех точках скана под разными зонами солнечного пятна.

В работе ([1]) для моделирования был использован спектр в одной точке — максимуме скана. Теперь в качестве исходных данных возьмем спектры в нескольких точках скана соответственно областям с предположительно различными высотными профилями температуры (тень, полутень, спокойное Солнце) и найдем профили над тенью и полутенью.

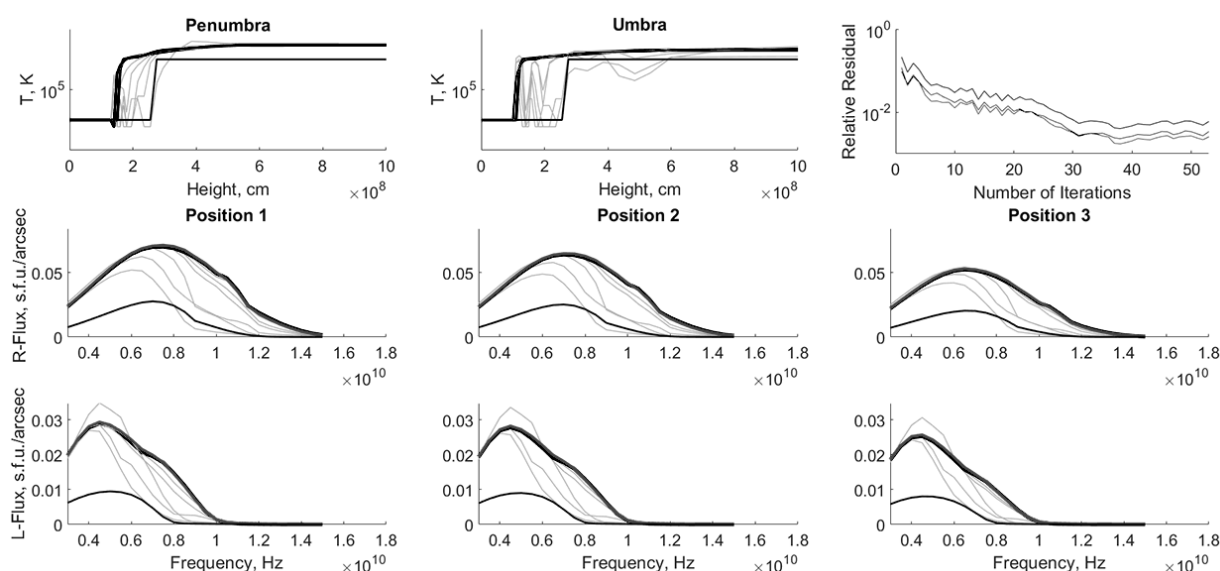


Рис. 2. Вверху 2 левые панели: высотные профили температуры над тенью и полутенью. Средний ряд — спектры в правой поляризации в трех точках скана. Внизу — то же для левой поляризации. Толстые линии — правильно найденное решение, тонкие — начальный шаг итерации, серые — ход итераций. Снижение невязки в ходе итераций для всех трех позиций показано вверху справа.

Проведем дальнейшее обобщение системы уравнений: расширим ее на несколько точек скана и на несколько зон излучающей области, например, тени и полутени и введем дополнительное условие на отсутствие резкого скачка температуры на границе тени и полутени. Пример работы метода с решением такой системы уравнений для модели дипольного магнитного поля приведен на рис. 2.

Предложенный подход очевидным образом обобщается на произвольное количество зон с различной атмосферой и соответствующих точек

скана. При достаточно стабильном магнитном поле возможно использовать данные наблюдений в различных азимутах РАТАН-600. Отметим также, что предложенное обобщение не опирается на специфическую форму ДНА РАТАН-600 и может быть применено к любому инструменту с двумерной диаграммой при достаточно большом количестве наблюдаемых частот в достаточно широком диапазоне. Это позволит более подробно определить температурные профили АО.

Результаты и выводы

1. Разработанный метод показывает высокое качество восстановления параметров атмосферы на реалистичных моделях магнитного поля и электронной температуры.
2. Моделирование радионаблюдений для случаев дополнительного прогрева части атмосферы АО перспективно для диагностики данным методом температурных профилей вспышечно-активных областей, областей с плазменными струями и в целом на применимость результатов реконструкции параметров атмосферы к различным энерговыделяющим процессам.
3. Важным условием применения метода является наличие сильных магнитных полей, достаточных для возникновения циклотронного излучения (со стратификацией по гироуровням).
4. Метод может быть обобщен на:
 - учет различной структуры атмосферы над различными зонами пятна (тенью, полутенью);
 - наблюдения в нескольких точках одномерного скана и наблюдения на инструментах с двухмерным разрешением (например, SPG, EOVSА, VLA, MUSER);
5. Дальнейшие перспективы развития метода:
 - использование дополнительных наблюдений (например, ALMA в суб-ТГц, УФ (AIA)) ;
 - учет вклада нетепловых электронов электронов (комбинирование с алгоритмом фитирования [3]).

Работа поддержана грантами РФФИ 18-29-21016 и 18-32-20165.

Литература

1. *Stupishin A.G., T.I. Kaltman, V.M. Bogod, L.V. Yasnov // Solar Phys., 2018, 293, 13.*
2. *Alissandrakis C.E., V.M. Bogod, T.I. Kaltman, et al. // Solar Phys., 2019, 294(2), 23.*
3. *Gary D.E., G.D. Fleishman, Nita, G.M. // 2013, 288, 549.*

О МЕТОДИКЕ ВЫДЕЛЕНИЯ СТРУЙ В ОДНОРОДНЫХ ВРЕМЕННЫХ СЕРИЯХ ИЗОБРАЖЕНИЙ СОЛНЦА

Ступишин А.Г.¹, Кальтман Т.И.², Анфиногентов С.А.³

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

²*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

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

ON THE METHOD FOR SELECTING JETS IN HOMOGENEOUS TIME SERIES OF IMAGES OF THE SUN

Stupishin A.G.¹, Kaltman T.I.², Anfinogentov S.A.³

¹*SPbSU, St. Petersburg, Russia*

²*SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

³*ISTP RAS, Irkutsk, Russia*

A method has been developed for automatic search of jets in homogeneous time series of images in extreme ultraviolet using SDO/AIA data. The method is based on the selection of contrasting details in images of the "running difference" (the difference in the intensity of EUV radiation at neighboring time points, for SDO/AIA — 12 s). The found time series of contrasting details are further analyzed by a number of parameters (number of pixels, elongation, the length of the time series) and the decision is made whether to assign the event to the jet class. At the end of the analysis, a report is generated (a text file with parameters of expected jets and a video file with images of intensity, running difference, and expected jets). The method is implemented as a "pipeline" (loading data — cutting a fragment — building a running difference — searching for candidates — building a report) in IDL.

The developed method naturally opens up the possibility of using machine learning methods, which will consist in determining the optimal parameters for image filtering and parameters for event selection (jet). The further goal of the study is to apply the developed methodology for a detailed study of the found jet candidates and to determine the physical mechanisms responsible for the generation, collimation, and dynamics of plasma jets in the Sun's atmosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-285-288

Введение

В данной работе описана версия реализации алгоритма автоматического поиска струй (джетов, jets) в массиве рутинных наблюдений Солнца (в однородных временных сериях изображений в крайнем ультрафиолете по данным SDO/AIA). Разрабатываемый алгоритм автоматизации основан на том, что а) струи быстро меняются и б) струи узкие и длинные. Метод основан на выделении контрастных деталей на изображениях «бегущей разности» (разности интенсивностей излучения в крайнем ультрафиолете (КУФ) в соседние моменты времени, для SDO/AIA — 12 с), и последующем анализе статических особенностей и динамики найденных контрастных деталей. Описание алгоритма выделения струй, шаги реализации метода и результаты его работы описаны ниже.

Алгоритм выделения струй на изображениях

Работу алгоритма покажем на примере струи, наблюдавшейся 28 апреля 2016 10:01:22UT в активной области 12533 (AIA 171Å). Построим разницу интенсивностей (рис. 1) между соседними моментами наблюдений (с каденцией 12 сек).



Рис. 1.

Далее с помощью инновационного алгоритма обработки изображений (итерационное применение фильтров, избирательное сглаживание, повышение контрастности, выделение ярких объектов) мы получаем контрастное изображение деталей (кандидатов в струи) — (рис. 2).

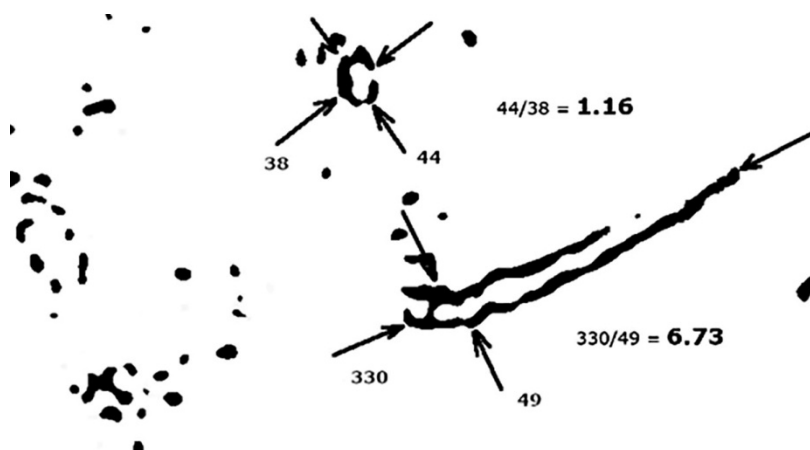


Рис. 2

Для каждой из заметных по площади деталей мы можем оценить параметры детали, такие, как «степень вытянутости» (вытянутость оценивается как отношение характерной длины к характерной ширине), количество пикселей, длина временного ряда. Найденные временные ряды кон-

трастных деталей далее анализируются по этим параметрам (тем самым мы отфильтровываем события, струями не являющиеся: стационарные уярчения петель, вспышки, наблюдательный шум и т.д.) и принимается решение об отнесении события к классу струй. По завершении анализа формируется отчет (текстовый файл с указанием параметров предполагаемых струй и видеофайл с изображениями интенсивности, бегущей разности и предполагаемых струй).

Шаги «конвейера»

Метод реализован в виде «конвейера» (загрузка данных — вырезка фрагмента — построение бегущей разности — поиск кандидатов — построение отчета) на языке IDL и реализует следующие 5 шагов:

- скачивание данных AIA;
- вырезка анализируемого фрагмента диска;
- поиск кандидатов в струи;
- визуализация 1 (статические картинки);
- визуализация 2 (видео).

Каждый этап может быть выполнен отдельно. Все этапы обработки осуществляются для каждой заданной длины волны последовательно.

Результаты работы «конвейера» по выделению струй

Перечислим основные файлы, которые создаются в результате работы описанного алгоритма:

1) Файл в формате "csv" (может быть открыт, например, с помощью Microsoft Excel) с параметрами кандидатов в струи (создается только в том случае, если найден хоть один кандидат). Таблица содержит следующую информацию:

- T start — время начала струи;
- T max — время максимума струи;
- T end — время конца струи;
- Duration — продолжительность;
- Max cardinality — макс. количество пикселей;
- Max aspect ratio — максимальная вытянутость;
- Min aspect ratio — минимальная вытянутость;
- X from, X to, Y from, Y to — координаты ограничивающего прямоугольника (координаты даны за всю историю струи).

2) Изображения (*.png) анализируемого фрагмента изображения диска на заданных длинах волн для каждого момента времени. Для каждого найденного кандидата строится дополнительный подкаталог с изображениями, вырезанными согласно найденному времени существования кандидата и полю зрения (и, соответственно, в более крупном масштабе). Пример таких изображений приведен на рис. 3: на левой панели показана ин-

тенсивность в УФ/КУФ (здесь — черно-белые, в оригинале в цветовой гамме, принятой в миссии SDO/AIA), на правой — бегущая разность (в серой гамме), найденные кандидаты подсвечены справа черным (в оригинале — красным) цветом, в заголовках — время наблюдения и количество найденных пикселей соответственно.

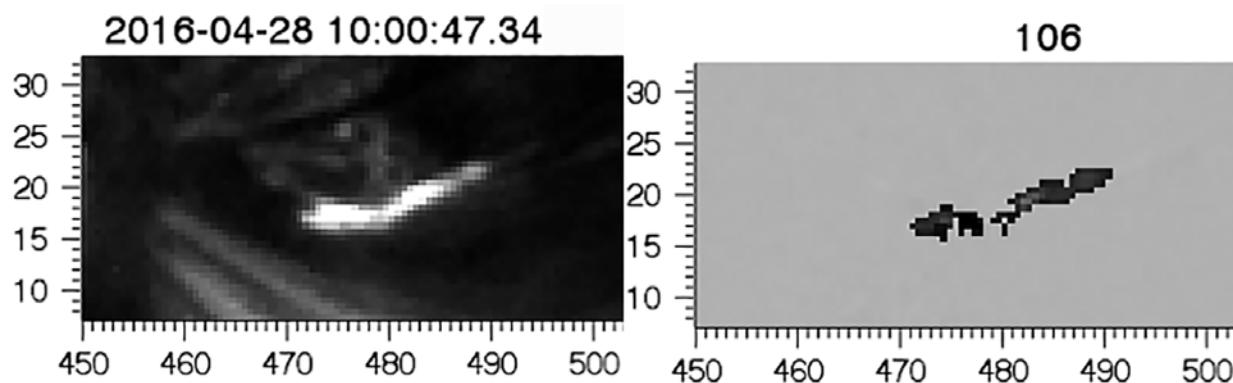


Рис. 3.

3) Видеофайлы (*.mp4), полученные из картинок из предыдущего пункта для анализируемого фрагмента изображения диска на заданных длинах волн. Также для каждого кандидата в соответствующем подкаталоге создаются дополнительные видеофайлы. Результаты работы помещаются в "Каталог горячих струй в короне Солнца", созданный в рамках гранта РФФИ 18-29-21016 (<http://www.spbf.sao.ru/coronal-jets-catalog>).

Выводы

Разработан метод автоматического поиска струй в однородных временных сериях изображений в крайнем ультрафиолете по данным SDO/AIA. Метод реализован в виде «конвейера» (загрузка данных — вырезка фрагмента — построение бегущей разности — поиск кандидатов — построение отчета) на языке IDL.

Разрабатываемая методика естественным образом открывает возможность применения методов машинного обучения, которые будут заключаться в определении оптимальных параметров описанного алгоритма. Дальнейшей целью исследования являются применение разработанной методики для детального изучения найденных кандидатов в струи и определение физических механизмов, ответственных за генерацию, коллимацию и динамику плазменных струй в атмосфере Солнца.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-29-21016.

АНАЛИЗ ФАКТОРОВ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА АНТАРКТИЧЕСКОЙ СТРАТОСФЕРЫ НА СОЛНЕЧНОЕ ПРОТОННОЕ СОБЫТИЕ 20-ГО ЯНВАРЯ 2005 ГОДА

Тонев П.Т.

Институт космических исследований и технологий БАН, София, Болгария

ANALYSIS OF FACTORS FOR ELECTRIC RESPONSE OF ANTARCTIC STRATOSPHERE TO SEP EVENT ON 20 JANUARY 2005

Tonev P.T.

Space Research and Technology Institute of BAS, Sofia, Bulgaria

The factors that led to the peculiarities of electrical characteristics in the Antarctic stratosphere during the solar proton event on January 20, 2005 are investigated according to the results of balloon measurements. Along with an increase in conductivity (up to ~ 20 times), large and atypical (in magnitude, duration and sign) variations of the vertical electric current J_z appear. There are also sharp jumps in J_z , which coincide in time with rapid changes in the solar wind parameters. Variations of conductivity at high latitudes and the electrical interaction of the global electrical circuit with the auroral ionosphere are investigated as factors for these features. These features are perhaps a response to the amplification of this interaction.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-289-292

Во время солнечного протонного события (СПС) 20-го января 2005 года, которое отличалось очень твердым спектром и сопровождалось событием GLE, баллонные измерения в Антарктической стратосфере [1] показали ряд особенностей. Координаты баллона за сутки изменились с (70.9°S, 10.9°W) до (71.4°S, 21.5°W), а его высота – с 30.9 km в начале СПС в 6.51 UT до 33.2 km в конце суток. С приходом СПС проводимость σ возросла в ~20 раз и продолжала иметь многократное увеличение до конца суток. Вариации вертикальной компоненты электрического поля E_z и соответствующего тока J_z (вычисленного по закону Ома $J_z = \sigma E_z$) имеют несколько главных особенностей. 1) С начала СПС в 06:51 UT до 14:00 UT ток J_z увеличился до 6.5 pAm⁻², превышая в несколько раз его типичные значения (без СПС) ~1–2 pAm⁻². 2) На этапе 14:00–15:56 UT J_z и E_z резко уменьшились до нуля, хотя проводимость в это время не имела резких скачков. До 15:56 UT ток J_z протекал вниз, что характерно для условий “хорошей погоды” в глобальной атмосферной электрической цепи (ГЭЦ). 3) В 15:56 UT ток J_z изменил направление вверх на несколько часов с резким скачком до значений в несколько раз превышающих типичные. Оба скачка тока J_z совпали по время с изменениями параметров солнечного ветра.

Подтверждение некоторых из этих особенностей дали подобные измерения и во время мажорного СПС (16.02.1984 года) одновременно на двух геомагнитных широтах (56.3° и 48.8°) в стратосфере на высоте 26 км [2]. На большей геомагнитной широте (и только) были обнаружены значительные вариации тока J_z с особенностями подобными 1–2.

Цель этой статьи – выявить факторы, приводящие к особенностям 1–3 в случае СПС 20.01.2005 года. Увеличение проводимости в стратосфере – результат ионизации потоком энергичных протонов. Рис. 1 показывает модельные профили продольной σ_0 (кривые *a*) и Педерсеновской σ_P (кривые *b*) проводимостей в позиции баллона: *i*) в условиях до начала СПС (кривые 1); *ii*) во время СПС (09:00 UT) (кривые 2) с учетом геомагнитного порога обрезания 200 MeV; *iii*) при тех же условиях, но без обрезания [3].

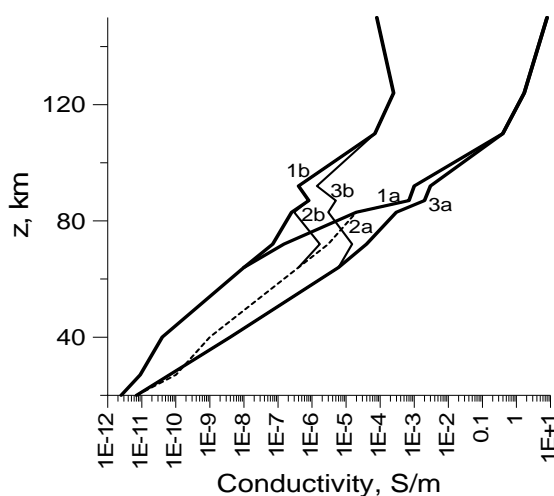


Рис. 1.

Если рассматривать ГЭЦ как независимую систему, возрастание проводимости на высоких широтах не может объяснить наблюдаемые большие вариации тока J_z . Поэтому в качестве фактора рассматриваем взаимодействие ГЭЦ с системой продольных токов (ПТ) в авроральной ионосфере и с учетом транс-полярной разницы ионосферного потенциала ΔV_I между утренним и вечерним секторами, $\Delta V_I = 30\text{--}150$ kV. Здесь показывается, что электрическое взаимодействие ионосферой с ГЭЦ усиливается во время СПС при увеличении проводимости на высоких широтах и в принципе возможно возникновения особенностей 1–3.

Замыкание продольных токов (ПТ) в авроральной ионосфере принципиально происходит в интервале 100–150 км. Наряду с этим установлено [4], что поперечное электрическое поле E_{\perp} в ионосфере, которое возникает из-за транс-полярной потенциальной разницы ΔV_I , проецируется вниз без затухания на высотах $z > Z_{\text{пр}}$ (вплоть до стратосферы и ниже). Результат проекции на высоте z – горизонтальное поле $E_{\text{пр}}(z) \sim E_{\perp}$ (рис. 2). Нижняя граница $Z_{\text{пр}}$ проецирования без потерь зависит от масштаба L поля E_{\perp} : вни-

зу показано соотношение между L и $Z_{\text{пр}}$ [5], где $Z_{\text{пр}}$ – высота, над которой $E_{\text{пр}}(z > Z_{\text{пр}}) > 0.9E_{\text{П}}$. При $L \geq 1000 \text{ km}$ $Z_{\text{пр}} < 20 \text{ km}$ [4].

В масштабе транс-полярной разницы ионосферного потенциала ΔV_I поперечное электрическое поле $E_{\text{П}}$ в транс-полярной вертикальной плоскости $S_{\text{ТП}}$ спроецированному горизонтальному электрическому полю $E_{\text{пр}}(z)$ на высоте $z > Z_{\text{пр}}$, $z < 100 \text{ km}$ соответствует ток $J_{\text{H}}(z)$ (Рис.2). Так как

$$J_{\text{H}}(z_A < 90 \text{ km}) = J_{\text{H}}(z_I = 120 \text{ km}) \sigma(z_A) / \sigma(z_I) \ll J_{\text{H}}(z_I), \quad (1)$$

ток $J_{\text{H}}(z)$ – пренебрежимо малая добавка к системе замыкающих токов в ионосфере. В то же время, в системе токов ГЭЦ этот ток может быть существен. Из-за условия непрерывности протекают вертикальные токи между ионосферой и высотой $Z_{\text{пр}}$: ток J_{V} текущий вниз в утреннем секторе (правая вертикальная ветвь на рис. 2) и вверх в вечернем секторе (левая ветвь) при условии баланса входящих и выходящих ПТ. Вертикальные токи J_{V} являются пренебрежимо малым продолжением ПТ под 100 km, которое однако может быть существенным в ГЭЦ, где токи порядка pA/m^2 .

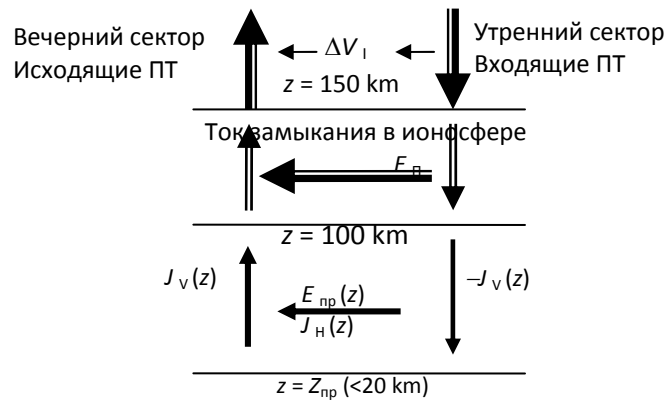


Рис. 2.

В электрической цепи на рис. 2 расположенной в плоскости $S_{\text{ТП}}$ потенциальная разница ΔV_I между вертикальными правой и левой ветвями сохраняется неизменной вплоть до высоты $Z_{\text{пр}}$ вследствие проецирования поля $E_{\text{П}}$ без потерь. Токи $J_{\text{H}}(z)$ и $J_{\text{V}}(z)$ на высоте z в цепи на рис. 2 в интервале $[Z_{\text{пр}}, Z_I = 150 \text{ km}]$ определяется по формулам:

$$J_{\text{H}}(z) = \Delta V_I \sigma_p(z) / L; \quad J_{\text{V}}(z) = \Delta V_I \int_{Z_{\text{пр}}}^z \sigma_p(z) dz / L \quad (1)$$

В первых часах СПС баллон проецировался в утреннем секторе, где ток J_{V} направлен вниз. После 15:56 UT баллон проецировался в вечернем секторе, где J_{V} направлен вниз. Нельзя легко определить соответствующую плотность вертикального электрического тока $j_{\text{V}}(z)$ для заданных координат, так как она зависит от конкретного распределения суммарного тока $J_{\text{V}}(z)$; можно оценить ее относительного изменения в условиях СПС.

В результате суперпозиции в ГЭЦ тока “хорошей погодой” j_{Tz} тропосферного происхождения с токами ионосферного происхождения, вертикальный ток J_z на высоте z имеет вид:

$$J_z(z) = j_{Tz} + j_V(z) \quad (2)$$

Здесь допускается, что при возросшей проводимости σ на высоких широтах в условиях СПС роль второго члена в (2) возрастает и эффективно определяет вариации общего тока J_z . Этим следует объяснить смена направления J_z в 15:56 UT. Для анализа на рис. 3 представлены профили горизонтального $J_H(z)$ (левая графика) и вертикального $J_V(z)$ (правая графика) токов вычисленных по (1). Кривые 1–3 соответствуют профилям проводимости 1–3 на рис. 1. В условиях геомагнитной суббури ($AL = -1100$ nT) принято $\Delta V_I = 120$ kV, $L = 3200$ km, $Z_{pp} < 20$ km.

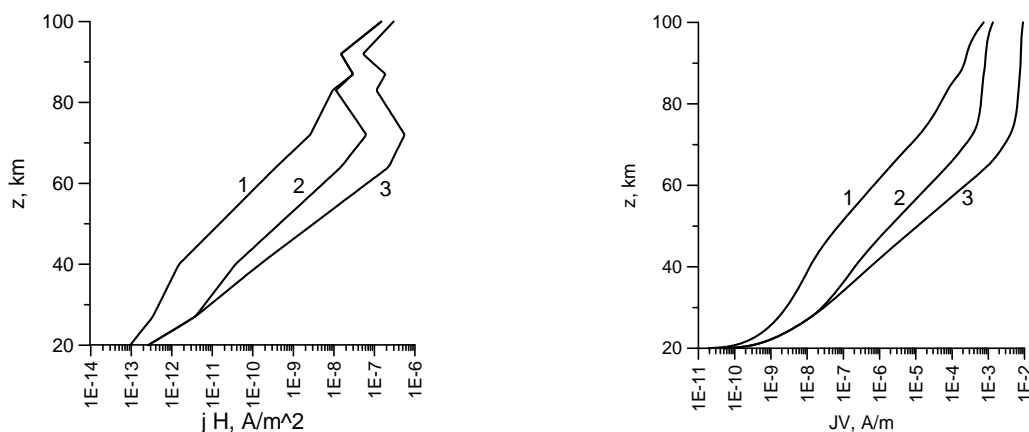


Рис. 3.

Результаты показывают многократное увеличение токов $J_H(z)$ и $J_V(z)$ на высоте баллона во время СПС. Эти результаты подкрепляют предположение, что в рассмотренной ситуации в (2) становится определяющим член j_V , как и его знак, чем можно объяснить особенности экспериментальных результатов 1–3.

Литература

1. Kokorovski, M., J.G. Sample, et al. Rapid fluctuations of stratospheric electric field following a solar energetic particle event // Geophys. Res. Lett., 2006, 33, L20105 doi:10.1029/2006GL027718
2. Holzworth, R.H., K.W. Norville, P.R. Williamson. Solar flare perturbations in stratospheric current systems // Geophys. Res. Lett., 1987, 14, 852-855.
3. Kokorowski, M., A. Seppälä, etc. Atmosphere-ionosphere conductivity enhancements during a hard solar energetic particle event // J. Geophys. Res., 2012, 117, A05319, doi:10.1029/2011JA017363
4. Park C.G., M. Dejnakarindra. The effects of magnetospheric convection on atmospheric electric fields in the polar cap, In: Electrical Processes in Atmospheres, Proc. 5th Int. Conf. on Atmospheric Electricity, Garmisch-Partenkirchen, 2–7 September 1974, ed. by H. Dolzelek and R. Reiter, 1977, pp. 536-543.

ВАРИАЦИИ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В РИТМАХ ОЗЕРНЫХ ЛЕНТОЧНЫХ ГЛИН ПОЗДНЕГО ПЛЕЙСТОЦЕНА

Тясто М.И.¹, Дергачев В.А.², Дмитриев П.Б.²

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

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

VARIATIONS OF SOLAR ACTIVITY CYCLES IN THE LACUSTRINE RIBBON CLAY RHYTHMS OF THE LATE PLEISTOCENE

Tyasto M.I.¹, Dergachev V.A.², Dmitriev P.B.²

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

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

To study the nature of possible changes in solar activity during the far transitional climatic period of the late Dryas cold snap, two lacustrine ribbon clay samples were studied, one of which belongs to the period of this cold snap (sample of lake Meerfelder Maar, Western Germany, 12878–11636 years BP), and the other before it (sample of lake Hitchcock, New England, 17500–13500 years BP).

Using the method of constructing a combined spectral periodogram, the cyclic structures of these two ribbon clay samples were found that can be attributed to modern cycles of solar activity: the Schwabe, Hale, Bruckner, Gleisberg, and Suess-de Vries cycles. Special attention was paid to the study the period variations of the revealed quasi-periodic components before and during the late Dryas cooling by constructing a sample estimate of the normalized spectral density of the studied data in a sliding time window of up to one thousand years.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-293-296

Введение

Похолодание позднего Дриаса (ППД) около 12700 лет назад – одно из самых резких изменений климата, обнаруженных в палеоклиматических данных северного полушария Земли. В подобных случаях ленточные глины – слоистые отложения приледниковых озер – идеально подходят для изучения динамики таких резких климатических изменений. Эти глины состоят из многократно повторяющихся, ежегодно оседающих тонких слоев ледниковой мути, которая содержит летом в основном тонкозернистый песчаный материал, а зимой – глинистый [1]. По толщине таких пар годовичных отложений (так называемых варвов), мощность которых обычно меньше 1 мм, но иногда достигает и нескольких сантиметров, можно судить об интенсивности таяния ледника, а тем самым, об изменении климата в то далекое доисторическое время. Благодаря исследованиям чередования годовичных пар слоев (ритмов) многочисленных образцов ленточных глин (кернов озерных донных отложений), в их структурах были обнару-

жены цикличности, указывающие на возможную связь этих ритмов с солнечной активностью [2].

Поэтому в настоящей работе для изучения характера возможного изменения солнечной активности в тот далекий переходный климатический период резкого похолодания позднего Дриаса были исследованы два образца ленточных глин, один из которых относится к периоду этого похолодания – образец озера Meerfelder Maar, Western Germany, 12878–11636 лет BP [3], а другой до него – образец озера Hitchcock, New England, 17500–13500 лет BP [4].

Исходные данные

Исследуемые временные ряды представляют собой измерения толщины ежегодных слоев донных отложений кернов озер: Hitchcock, New England (рис.1а) и Meerfelder Maar, Western Germany (рис.1б). Первый ряд данных состоит из пяти образцов донных отложений, взятых в различных местах озера, значения толщины слоев которых, измеренные в см, были прологарифмированы, чтобы устранить собственные тренды кернов, а затем приведены к математическому ожиданию, равному нулю, и дисперсии, равной единице. Эти операции позволили получить непрерывный погодичный временной ряд длительностью 4000 лет [4]. Второй временной ряд представляет собой измеренные в мм толщины годовых слоев донных отложений озера одного керна, который охватывает интервал времени 1242 года [3]. Данные доступны в сети интернет [5, 6].

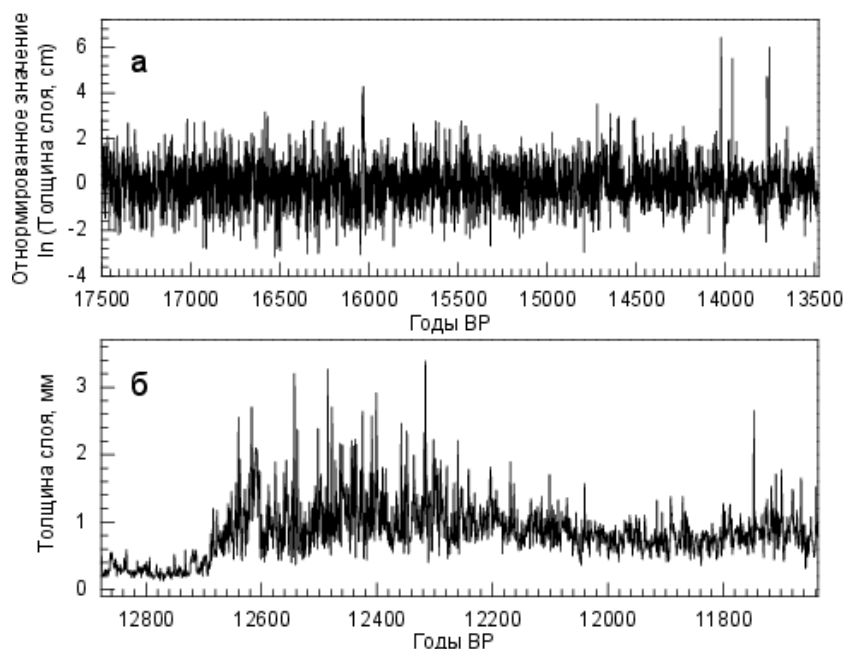


Рис. 1. Значения толщины слоёв ежегодных донных отложений ленточных глин двух образцов, которые относятся к периоду похолодания позднего Дриаса (около 12700 лет тому назад): а – озера Hitchcock, New England, 17500–13500 лет BP; б – озера Meerfelder Maar, Western Germany, 12878-11636 лет BP.

Метод и результаты обработки данных

Для изучения ритмов ленточных глин с целью выявления в них периодов квазипериодических компонентов был применен модифицированный метод спектрального анализа – построение комбинированной спектральной периодограммы (КСП), где выборочная оценка нормированной спектральной плотности (ВОНСП) [7] для исходного временного ряда и его нескольких высокочастотных компонентов (ВЧК), отфильтрованных при помощи высокочастотного фильтра [8] с заданными значениями частоты среза фильтра на половине мощности сигнала (которым во временной области соответствуют значения 7, 17, 31, 59, 83 и 127 лет), вычисляется в зависимости от «пробного» периода. Затем все эти оценки накладываются друг на друга на одном и том же поле графика, образуя КСП. Более полно метод изложен в работе [9].

Результат обработки исходных данных выше упомянутым методом, а именно: КСП образцов ленточных глин и значения выявленных квазипериодов их ритмов, приведен на верхних панелях рис. 2 и рис. 3 (черные линии и цифры). Для сравнения совпадения выявленных циклов ритмов ленточных глин и циклов СА, известных в настоящее время, была смоделирована последовательность абстрактного погодичного индекса СА длительностью тысяча точек (1000 лет), содержащая все основные известные на данный момент времени циклы СА: Швабе, Хейла, Брюкнера, Гляйсберга и Зюсса-де Врие; в виде полигармонической модели, состоящей из семи гармоник с периодами: 11, 22, 32, 65, 85, 110 и 200 лет, и амплитудами, равными единице. Затем ВОНСП, вычисленная для этой модели СА, была наложена на КСП образцов (серые линии и цифры на верхних панелях рис. 2 и рис. 3).

Из этих рисунков следует, что квазипериоды ритмов ленточных глин как до, так во время ППД совпадают с циклами СА или образуют на их местах мультиплеты, что может быть вызвано взаимной модуляцией их квазипериодических компонентов. Особо следует отметить, что главным отличием КСП образцов ленточных глин является наличие мощной квазипериодичности 41 год до ППД и наличие двух мощных квазипериодов 7 и 16 лет во время ППД, и что во время ППД циклы ленточных глин смещены относительно циклов СА в сторону меньших значений. Для изучения возникновения на КСП квазипериодов в виде мультиплетов ВОНСП была вычислена для исходных данных в скользящем временном окне величиной до 1001 года (нижние панели рис. 2 и рис. 3).

Из этих рисунков видно, что образование мультиплетов вызвано дрейфом и расщеплением (что может быть вызвано взаимной модуляцией квазипериодических компонентов) квазипериодов ритмов ленточных глин на протяжении существования временных рядов. Причем характерного отличия в структурах КСП как до, так и во время ППД не обнаруживается, за исключением существования стабильного периода в 41 год, который существует до ППД и исчезает перед его наступлением.

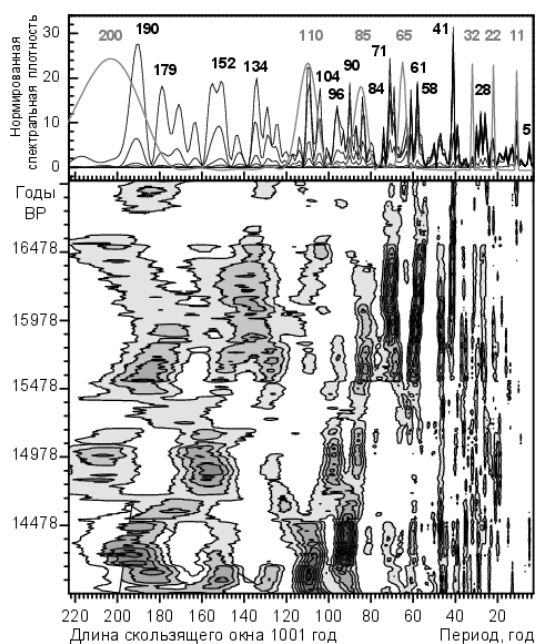


Рис. 2. КСП (верхний рисунок) и ВОНСП (нижний рисунок) вычисленные для значений толщины слоёв отложений образца ленточных глин озера Hitchcock, New England (17500–13500 лет ВР). ВОНСП вычислена в скользящем временном окне шириной 1001 год.

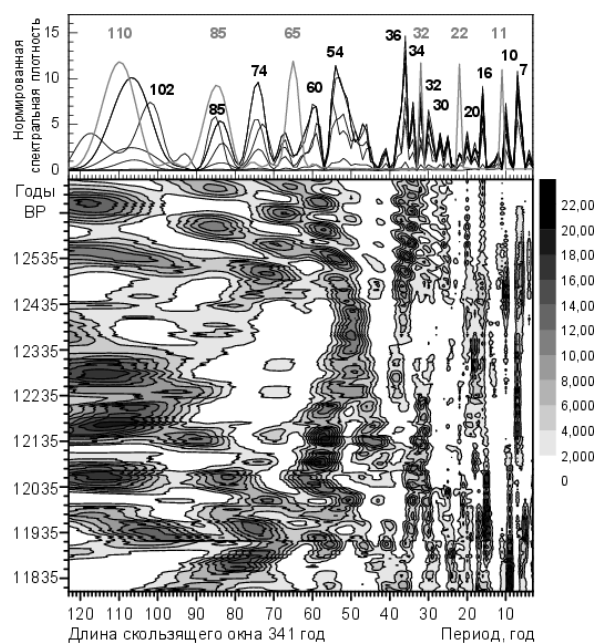


Рис. 3. КСП (верхний рисунок) и ВОНСП (нижний рисунок) вычисленные для значений толщины слоёв отложений образца ленточных глин озера Meerfelder Maar, Western Germany (12878–11636 лет ВР). ВОНСП вычислена в скользящем временном окне шириной 341 год.

Выводы

Анализ вариаций толщины ежегодных слоёв донных отложений образцов озера Meerfelder Maar, Western Germany (12878-11636 лет ВР) и озера Hitchcock, New England (17500–13500 лет ВР) позволил выявить в их структурах квазигармонические компоненты с периодами, которые могут быть отнесены к основным современным циклам солнечной активности: Швабе, Хейла, Брюкнера, Гляйсберга и Зюсса-де Врие.

Литература

1. Жемчужников Ю.А. // Труды Геол. ин-та АН СССР. 1963. Вып.86. 72 С.
2. Тясто М.И., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б. // Тр. Всероссийская ежегодная конф. по физике Солнца: «Солнечная и солнечно-земная физика - 2019». СПб: ГАО РАН, 2019. С.153.
3. Brauer A., Haug G.H., Dulski P. et al. // Nature Geoscience. 2008. V. 1. P. 520.
4. Rittenour T.M., Brigham-Grette J., Mann M.E. // Science. 2000. V. 288 (5468). P. 1039.
5. <https://www.ncdc.noaa.gov/paleo-search/study/8656>
6. <https://www.ncdc.noaa.gov/paleo-search/study/5480>
7. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып.2. М.: Мир. 1972. 287 С.
8. Alavi A.S., Jenkins G. M. // Appl. Statist. 1965. V.14. P.70.
9. Tyasto M. I., Dmitriev P.B., Dergachev V.A. // Advances in Space Research. 2020. V. 66. P. 2476.

АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ РАЗНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ В ПОЛНОМ ПОТОКЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Федоров В.М.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

ANALYSIS OF VARIATIONS OF DIFFERENT PHYSICAL ORIGIN IN THE TOTAL SOLAR RADIATION FLUX

Fedorov V.M.

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The interannual variability of the solar radiation arriving to the Earth by physical origin is a duplex with variable, depending on the time resolution, the ratios of the components in amplitude. Our analysis shows that the amplitude of the long-term variability of the radiation intensity is approximately 95% determined by the variations associated with the change in solar activity. At an annual resolution, the dominant amplitude is the component determined by the solar activity (about 80%). At a monthly resolution, the leading amplitude component of the duplex is the variation determined by celestial mechanical processes (about 55%). Interannual variations determined by celestial-mechanical processes, therefore, are leading in the interannual variability of the incoming solar radiation in the range of changes over the seasons of the year. The obtained results are indicated the need for differentiated use of the values of interannual variability of different physical nature of solar radiation coming to the Earth in climate models, due to the dependence of their weight ratios on the time resolution.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-297-300

Важнейшей характеристикой приходящего к Земле солнечного излучения является TSI (Total solar irradiance) – полное количество солнечной энергии по всему спектру, падающее за единицу времени на единицу площади перпендикулярную солнечным лучам, на среднем расстоянии Земли от Солнца за пределами земной атмосферы. Так как интенсивность солнечного излучения (ISR – intensity of solar radiation) меняется обратно пропорционально квадрату расстояния, то она в течение года меняется и, имеет правильный годовой ход с минимумом в афелии и максимумом в перигелии. Годовой ход ISR определяется небесно-механическим процессом – движением Земли по эллиптической орбите. Однако среднегодовые и среднемесячные значения TSI изменяются и год от года. Изменчивость приходящего к Земле солнечного излучения, определяется двумя причинами, имеющими различную физическую природу. Одна из них определяется изменением физической активности Солнца. Другая причина, связана с изменением расстояния Солнце – Земля в результате возмущающего действия ближайших небесных тел на орбитальное движение Земли [1–4]. Далее, используются принятые нами обозначения составляющих межгодовой изменчивости TSI [5]. Вариации солнечного излучения, связанные с

небесно-механическими процессами, обозначаются $ISR_{\text{СМР}}$ (celestial mechanical process). Вариации TSI, связанные с изменением активности Солнца (solar activity), обозначаются как $ISR_{\text{СА}}$.

Для определения вариаций расстояния между Землей и Солнцем по данным астрономических эфемерид (DE-406) определялись средние расстояния между Землей и Солнцем для календарных суток в интервале с 1740 по 2050 гг. Точность эфемерид по расстоянию составляет 10^{-9} а.е. или 0.1496 км. Величина солнечной постоянной при расстоянии между Землей и Солнцем равном 1 а.е. принималась равной $I_0 = 1361.0 \text{ Вт/м}^2$ [1, 2]. Известно, что если a – среднее расстояние между Землей и Солнцем равное большой полуоси эллипса земной орбиты (1 а.е.), то на расстоянии l

$$I_l = I_0 \left(\frac{a}{l}\right)^2. \quad (1)$$

По рассчитанным (формула 1) суточным значениям были получены месячные и годовые значения ISR ненормированные относительно среднего расстояния Солнце – Земля. Эти ненормированные по расстоянию Солнце – Земля значения ISR обозначаются в работе как $ISR_{\text{СМР}}$.

Последовательным вычитанием значений каждого последующего года из значений предшествующего года были получены ряды межгодовой изменчивости TSI и $ISR_{\text{СМР}}$. Таким же образом получены ряды межгодовой изменчивости месячных (для каждого месяца года) значений TSI и $ISR_{\text{СМР}}$. Полученные значения отражают последовательное изменение TSI от одного года к последующему (с годовым и месячным разрешением) в связи с изменением расстояния Солнце – Земля. В результате анализа рассчитанных рядов были получены амплитудные характеристики межгодовой изменчивости TSI и $ISR_{\text{СМР}}$, связанной с возмущенным орбитальным движением Земли. Под амплитудой нами понимается среднее по модулю значение межгодовых изменений TSI, $ISR_{\text{СМР}}$ и $ISR_{\text{СА}}$. Вариации, связанные с изменением активности Солнца, в этих расчетах не учитывались.

Выполненные расчеты показывают, что многолетняя изменчивость TSI определяется в основном вариациями, связанными с изменением активности Солнца ($ISR_{\text{СА}}$). В этом случае из годовых исходных значений TSI [5] вычитались годовые значения $ISR_{\text{СМР}}$ (рассчитанные по формуле 1). Средняя амплитуда TSI в исходном ряде значений составляет 0.324 Вт/м^2 . Средняя амплитуда $ISR_{\text{СМР}}$ равняется 0.016 Вт/м^2 . Таким образом, вариации $ISR_{\text{СМР}}$ составляют 4.67% от амплитуды многолетней изменчивости TSI. На вариации $ISR_{\text{СА}}$ приходится 95.33%.

Анализировалось соотношение $ISR_{\text{СМР}}$ и $ISR_{\text{СА}}$ в межгодовой изменчивости TSI с годовым разрешением в диапазоне с 1740 по 2012 гг. Соотношение вариаций $ISR_{\text{СМР}}$ и $ISR_{\text{СА}}$ в межгодовой изменчивости TSI находилось следующим образом. Межгодовые вариации $ISR_{\text{СА}}$, находились вычитанием рассчитанных нами значений межгодовой изменчивости $ISR_{\text{СМР}}$

из значений межгодовой изменчивости TSI [5]. Далее определялись модули полученных значений ISR_{SA} и ISR_{CMP} . Сумма модулей ISR_{SA} и ISR_{CMP} для каждого года принималась равной единице. Из полученной пропорции рассчитывались соотношения вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} в межгодовой изменчивости TSI. Умножением на 100 эти соотношения рассчитывались в процентах. В результате определено, что на интервале с 1778 по 2012 гг. соотношение межгодовых вариаций в среднем составляет 80.6% (ISR_{SA}) и 19.6% (ISR_{CMP}). На интервале с 1740 по 2012 гг. (рис. 1) это соотношение характеризуется значениями 78.7% (ISR_{SA}) и 21.3% (ISR_{CMP}). Таким образом, при годовом разрешении, вариации ISR_{CMP} составляют приблизительно 1/5 часть межгодовой изменчивости TSI.

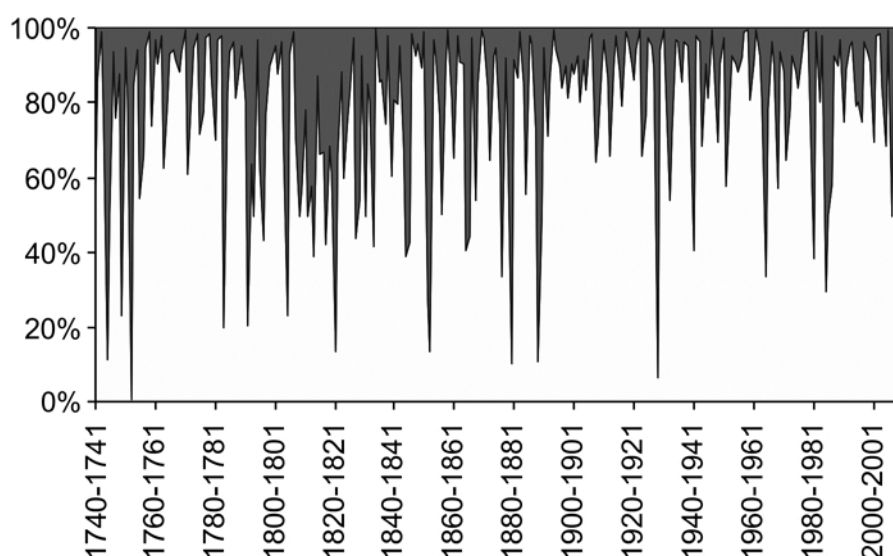


Рис. 1. Соотношение вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} (показаны темным фоном) в межгодовой изменчивости TSI на интервале с 1740 по 2012 гг. с годовым разрешением

Также анализировалось соотношение вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} в межгодовой изменчивости TSI с месячным разрешением (в изменчивости месячных значений от года к году). Соотношение вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} в межгодовой изменчивости TSI для каждого месяца находилось так же как и при анализе с годовым разрешением. Средние соотношения вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} межгодовой изменчивости TSI (с 1882 по 2008 гг.) получились равными 45.19% и 54.81% соответственно (рис. 2). Межгодовые вариации (месячных значений) ISR_{SA} по амплитуде превышают вариации ISR_{CMP} на протяжении 4 месяцев (1/3 года): июнь, июль, декабрь, январь. Временные интервалы доминирования вариаций ISR_{SA} хронологически локализируются в окрестностях точек летнего и зимнего солнцестояния. На протяжении остальных 8 месяцев (2/3 года) в межгодовой изменчивости TSI преобладает вариация ISR_{CMP} максимальные значения которых приходятся на равноденственные точки. Для периода спутниковых радиометри-

ческих наблюдений с 1978 по 2008 гг. [5] среднее соотношение характеризуется значениями 45.71% (ISR_{SA}) и 54.29% (ISR_{CMP}) [2, 3].

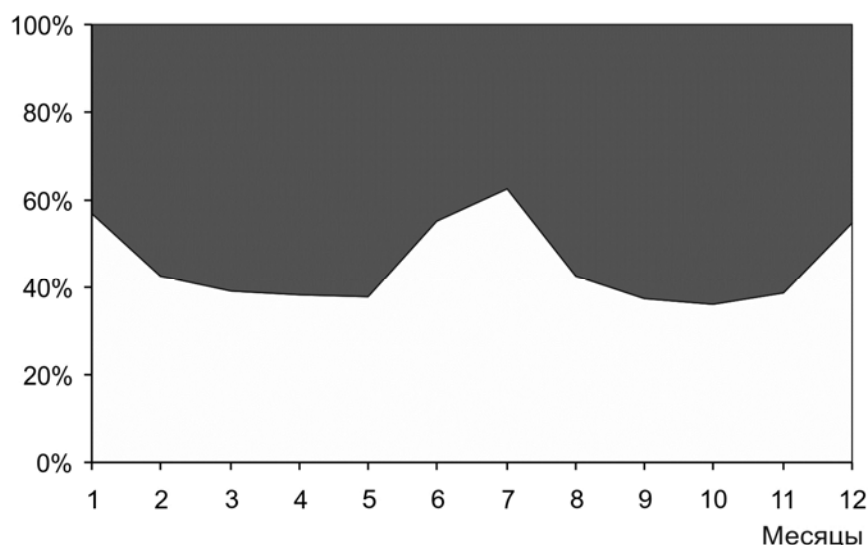


Рис. 2. Соотношение вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} (показаны темным фоном) в межгодовой изменчивости TSI на интервале с 1882 по 2008 гг. с месячным разрешением

Таким образом, многолетняя изменчивость TSI приблизительно на 95% определяется вариациями, связанными с изменением активности Солнца. Межгодовая изменчивость TSI по физической природе представляет собой дуплекс вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} . Соотношение вариаций ISR_{SA} и ISR_{CMP} по амплитуде изменяется в зависимости от временного разрешения. При годовом разрешении преобладающей является составляющая ISR_{SA} (около 80%). При месячном разрешении ведущей составляющей дуплекса является вариация ISR_{CMP} (около 55%).

Литература

1. *Fedorov V.M.* Theoretical calculation of the interannual variability of the Earth's insolation with daily resolution // *Solar System Research*, 2016. V. 50. № 3. Pp. 220–224 DOI: 10.1134/S0038094616030011
2. *Федоров В.М.* Солнечная радиация и климат Земли. М.: Физматлит, 2018. 232 с.
3. *Федоров В.М.* Анализ составляющих различной физической природы в межгодовой изменчивости полного потока солнечного излучения // *Астрономический вестник*, 2019. Т. 53. № 5. С. 394–400. DOI:10.1134/S0320930X19040029
4. *Федоров В.М.* Вариации инсоляции Земли и особенности их учета в физико-математических моделях климата // *Успехи физических наук*, 2019. Т. 189. № 1. С. 33–46. DOI: 10.3367/UFNr.2017.12.038267
5. <http://solarisheppa.geomar.de/cmip5>

ОСОБЕННОСТИ УДЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ОБЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ СЛОЁВ АТМОСФЕРЫ

Федоров В.М., Костин А.А., Фролов Д.М.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

THE PECULIARITIES OF IRRADIATION SPECIFIC ENERGY OF THIN LAYERS OF THE ATMOSPHERE

Fedorov V.M., Kostin A.A., Frolov D.M.

Lomonosov Moscow State University

The Earth's climate models are based on solar climate theory (data of solar energy coming to the Earth's surface and dense part of atmosphere, which are calculated with some simplifications). This theory needs today the atmosphere irradiation characteristics. The variant of them is presented. The atmosphere splits into thin layers (for example, 1 km for each layer). The middle of layer is the raised surface (RS) above the Earth's ellipsoid. The main thin layer irradiation characteristics are irradiation specific energies (IrSE) of RS and its latitudinal parts in tropical years and their parts. Using $IrSE = IrE/S$, where IrE is irradiation energy and S is surface area, the formulas for IrSE values calculation are written for arbitrary latitudinal zone of RS in any time interval. The special zones are RS, its Northern Half (NH) and Southern Half (SH). The seasonality for NH(SH) is the modulus of difference between half-year's IrSE values for NH(SH). The array of IrE values for series of RS and their parts, with altitude from 0 to 60 km, in tropical years and their parts from 3000 BC to AD 2999 was formed based on NASA ephemerides DE406. Some results for mean values (MV) of IrSE are: 1) the year's IrSE(MV) of RS linearly increases with RS altitude (H) from 10.7298 GJ/m^2 ($H = 0$) to 10.9292 GJ/m^2 ($H = 60$ km), the growth is 1.86%; 2) half-year's IrSE(MV) of NH (SH) in the first half-year is equal to one of SH(NH) in the second half-year; 3) the month's IrSE(MV) of RS has maximums at solstices and minimums at equinoxes, the difference is 0.043% when $H = 0$ and 0.042% when $H = 60$ km; 4) the seasonality of NH(SH) linearly decreases from 2.75266 GJ/m^2 ($H = 0$) to 2.74935 GJ/m^2 ($H = 60$ km), the decrease is 0.12%.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-301-304

Для построения моделей климата Земли нужны данные о поступлении солнечной энергии на земную поверхность и в плотную часть атмосферы. Эти данные, вычисляемые с рядом упрощений (без учёта поглощения и рассеяния солнечной радиации в атмосфере на пути к месту расчётной регистрации, без учёта рельефа и приливных деформаций Земли, без учёта солнечного ветра и изменений солнечной активности), именуется соляренным климатом Земли.

Характеристики облучения земной поверхности вычислялись многими исследователями [1–4]. Характеристики облучения плотной части атмосферы в рамках солярного климата Земли до сих пор не изучались. Мы предлагаем разделить плотную часть на тонкие слои (например, по 1 км) и исследовать их облучение по характеристикам облучения их срединных

поверхностей – приподнятых поверхностей (ПП) над земным эллипсоидом.

В качестве земного эллипсоида выбран эллипсоид MRS80 с полуосями $A = 6378137$ м (две большие полуоси) и $B = 6356752$ м (малая полуось). Малая полуось этого эллипсоида совмещается с осью вращения Земли, вследствие чего он слегка покачивается относительно геоида (циклы Чандлера). Полуоси A и B с точностью до метра совпадают с полуосями эллипсоида GRS80 (Geodetic Reference System, 1980).

Наиболее важные характеристики облучения ПП – удельные энергии облучения (УЭО) самой ПП и её широтных частей в тропических годах и их частях. Средние многолетние УЭО обозначаются УЭО(СМ). У каждой ПП есть северная половина (СП) и южная половина (ЮП). Модуль разности УЭО СП (ЮП) ПП в полугодиях именуется сезонностью СП (ЮП) ПП.

По определению $УЭО = ЭО/S$ (Дж/м²), где $ЭО$ и S – энергия облучения (Дж) и площадь (м²) заданной поверхности в заданном интервале времени. Пусть H – высота (м) ПП над земным эллипсоидом и широтная зона ПП ограничена геодезическими широтами φ_1 и φ_2 (в радианах). Частные случаи широтной зоны – вся ПП, СП и ЮП ПП. Пусть на оси равномерно текущего времени (измеряемого в секундах) выделен интервал (t_1, t_2) . Тогда ЭО широтной зоны (φ_1, φ_2) в интервале (t_1, t_2) , вычисляется по формуле

$$ЭО(H, \varphi_1, \varphi_2, t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sigma(H, \varphi) \int_{-\alpha_n(H, t, \varphi)}^{\alpha_n(H, t, \varphi)} |\Lambda(H, t, \varphi, \alpha)| d\alpha d\varphi dt, \quad (1)$$

где α – часовой угол Солнца (в радианах) в момент t (с) в точке P с геодезической широтой φ (в радианах), находящейся на ПП; $\sigma(H, \varphi)$ – площадной множитель в точке P ; $\sigma(H, \varphi) d\alpha d\varphi$ – площадь (м²) бесконечно малой трапеции с центром в точке P (трапеция является ячейкой ПП); $\Lambda(H, t, \varphi, \alpha)$ – интенсивность (Вт/м²) облучения этой трапеции в малой окрестности момента t , взятая со знаком плюс при направлении лучей внутрь области, ограниченной ПП, и со знаком минус при направлении лучей наружу; $\alpha_n(H, \varphi, t)$ – предел интегрирования по α (при $|\alpha| < \alpha_n(H, t, \varphi)$ точка P не затенена Землёй).

Величины $\sigma(H, \varphi)$, $\Lambda(H, t, \varphi, \alpha)$ и моменты $\{t_{nm}\}$, соответствующие началам тропических суток (n – номер тропического года, m – номер суток в году), используемые для формирования границ интегрирования по t в формуле (1), вычисляются по формулам

$$\sigma(H, \varphi) = q_1(H, \varphi) q_2(H, \varphi) \quad (2)$$

$$q_1(H, \varphi) = \left(\frac{A^2}{B} h(\varphi) + H \right) \cos(\varphi), \quad q_2(H, \varphi) = \frac{A^2}{B} h^3(\varphi) + H \quad (3)$$

$$h(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon^2 \cos^2 \varphi}}, \quad \varepsilon^2 = \left(\frac{A}{B} \right)^2 - 1 \quad (4)$$

$$\Lambda(H, t, \varphi, \alpha) = u_0 \left(\frac{r_0}{r(t)} \right)^2 \frac{D_0(H, t, \varphi) + D_1(t, \varphi) \cos \alpha}{(C_0(H, t, \varphi) - C_1(H, t, \varphi) \cos \alpha)^{3/2}} \quad (5)$$

$$D_0(H, t, \varphi) = \sin(\gamma(t)) \sin \varphi - \frac{1}{r(t)} \left(\frac{B}{h(\varphi)} + H \right) \quad (6)$$

$$D_1(t, \varphi) = \cos(\gamma(t)) \cos \varphi \quad (7)$$

$$C_0(H, t, \varphi) = 1 - \frac{2(Z(\varphi)+H \sin \varphi) \sin \gamma(t)}{r(t)} + \frac{(Z(\varphi)+H \sin \varphi)^2 + (U(\varphi)+H \cos \varphi)^2}{r^2(t)} \quad (8)$$

$$C_1(H, t, \varphi) = \frac{2(U(\varphi)+H \cos \varphi) \cos \gamma(t)}{r(t)} \quad (9)$$

$$U(\varphi) = \frac{A^2}{B} h(\varphi) \cos(\varphi), Z(\varphi) = Bh(\varphi) \sin(\varphi) \quad (10)$$

$$A = 6378137, B = 6356752, r_0 = 149597870691, u_0 = 1361 \quad (11)$$

$$\lambda(t_{nm}) = m - 1, \quad (12)$$

где $r(t)$, $\gamma(t)$ и $\lambda(t)$ – расстояние между центром Солнца и центром Земли (м), склонение Солнца в радианах и эклиптическая долгота Солнца в градусах в момент старта из центра Солнца светового импульса, достигающего центра Земли в момент t ; r_0 – астрономическая единица (м); u_0 – солнечная постоянная (Вт/м²); $q_1(H, \varphi)d\alpha$ и $q_2(H, \varphi)d\varphi$ – длина средней линии (м) и высота (м) бесконечно малой трапеции с центром в точке P; A, B, ε – полуоси (м) и второй эксцентриситет эллипсоида MRS80; $h, C_0, C_1, D_0, D_1, Z, U$ – вспомогательные обозначения.

Величина $\alpha_{\Pi}(H, t, \varphi)$ вычисляется по формулам

$$\alpha_{\Pi}(H, t, \varphi) = \arccos \left(\max \left(-1, \min \left(\frac{p(t) - \sqrt{C_2(H, t, \varphi) - D_2(H, t, \varphi)}}{D_3(H, t, \varphi)}, 1 \right) \right) \right) \quad (13)$$

$$C_2(H, t, \varphi) = C_3(H, \varphi)(1 + \varepsilon^2 \sin^2 \gamma(t) - p^2(t)), p(t) = \frac{A}{r(t)} \quad (14)$$

$$C_3(H, \varphi) = \frac{2H}{B} h(\varphi) + \left(\frac{H}{A} \right)^2 (1 + \varepsilon^2 \sin^2 \varphi) \quad (15)$$

$$D_2(H, t, \varphi) = \frac{A}{B} \left(h(\varphi) + \frac{H}{B} \right) \sin \gamma(t) \sin \varphi \quad (16)$$

$$D_3(H, t, \varphi) = \left(\frac{A}{B} h(\varphi) + \frac{H}{A} \right) \cos \gamma(t) \cos \varphi \quad (17)$$

где $r(t)$ и $\gamma(t)$ – упомянутые выше астрономические параметры; p, C_2, C_3, D_2, D_3 – вспомогательные обозначения.

Площадь $S(H, \varphi_1, \varphi_2)$ (м²) широтной зоны (φ_1, φ_2) ПП вычисляется по формулам

$$S(H, \varphi_1, \varphi_2) = \pi B^2 S_0(\varphi_1, \varphi_2) + 2\pi H A S_1(\varphi_1, \varphi_2) + 2\pi H^2 S_2(\varphi_1, \varphi_2) \quad (18)$$

$$S_0(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{\sin \varphi_2}{1 - \delta^2 \sin^2 \varphi_2} - \frac{\sin \varphi_1}{1 - \delta^2 \sin^2 \varphi_1} + \frac{1}{2\delta} \ln \frac{(1 + \delta \sin \varphi_2)(1 - \delta \sin \varphi_1)}{(1 - \delta \sin \varphi_2)(1 + \delta \sin \varphi_1)} \quad (19)$$

$$S_1(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{\arcsin q(\varphi_1) - \arcsin q(\varphi_2)}{\delta} + \left(\frac{B}{A} \right)^2 \left(\frac{\sin \varphi_2}{q(\varphi_2)} - \frac{\sin \varphi_1}{q(\varphi_1)} \right) \quad (20)$$

$$S_2(\varphi_1, \varphi_2) = \sin \varphi_2 - \sin \varphi_1, \quad \delta = \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}}, \quad q(\varphi) = \sqrt{1 - \delta^2 \sin^2 \varphi} \quad (21)$$

где S_1, S_2, S_3, q, δ – вспомогательные обозначения.

Вычисление $r(t)$, $\gamma(t)$ и $\lambda(t)$ и последующее приближённое вычисление интегралов в формуле (1) проводилось так же, как в работе [4], на основании высокоточных астрономических эфемерид НАСА DE-406. Исходными данными для расчётов были склонение и эклиптическая долгота Солнца, расстояние от Земли до Солнца, разность хода равномерно текущего (СТ –

Coordinate Time) и всемирного корректируемого времени (UT – Universal Time). Для ряда ПП с высотами от 0 до 60 км были составлены массивы ЭО этих ПП, а также СП и ЮП ПП и 5-градусных широтных зон ПП, в тропических годах, полугодиях и месяцах с 3000 года до н.э. по 2999 год н.э.

Значения ЭО переводились в значения $УЭО = ЭО/S$ с использованием (18)–(21). Далее приводятся некоторые числовые результаты и эффекты.

Согласно расчётам годовая $УЭО(СМ)$ ПП линейно растёт вместе с высотой ПП. Высоте 0 км соответствует значение $1.07298 \cdot 10^{10}$ Дж/м², высоте 60 км $1.09292 \cdot 10^{10}$ Дж/м² (на 1.86% больше). Рост объясняется тем, что кроме лучей, направленных к Земле, ПП пронизывают транзитные лучи, направленные мимо Земли.

Полугодовая $УЭО(СМ)$ СП(ЮП) ПП в первом полугодии совпадает полугодовой $УЭО(СМ)$ ЮП(СП) ПП во втором полугодии, хотя первое тропическое полугодие в среднем на 3.6% длительнее второго. Совпадения объясняются действием второго закона Кеплера.

Для каждой ПП график месячных $УЭО(СМ)$ напоминает букву М с максимумами в моменты солнцестояний и минимумами в моменты равноденствий. Максимумы больше минимумов на 0.043% на высоте 0 км и 0.042% на высоте 60 км. Буква М объясняется годичным феноменом при облучении земного эллипсоида, описанным в работе [5], уменьшение контраста с высотой – увеличением транзитного облучения ПП.

Средняя многолетняя сезонность СП (ЮП) ПП убывает с высотой ПП. На высоте 0 км она равна $2.75266 \cdot 10^9$ Дж/м², на высоте 60 км $2.74935 \cdot 10^9$ Дж/м² (на 0.12% меньше). Убывание объясняется несимметричными транзитным облучением СП и ЮП ПП.

Литература

1. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. – М.–Л.: ГОНТИ, 1939. 208 с.
2. Berger A. Long-term variation of caloric insolation resulting from the Earth's orbital elements // *Quat. Res.*, 1978. V. 9. P. 139 – 167.
3. Laskar J., Joutel F., Boudin F. Orbital, precessional and insolation quantities for the Earth from – 20 Myr to + 10 Myr // *Astron. and Astrophys.*, 1993. V. 287. P. 522 – 533.
4. Fedorov V.M., Kostin A.A. The calculation of the Earth's insolation for the 3000 BC – AD 2999 // *Processes in Geomedia*. 2020. N 1. P. 181–192. DOI: 10.1007/978-3-030-38177-6_20.
5. Федоров В.М., Костин А.А., Фролов Д.М. Влияние формы Земли на характеристики облучения земной поверхности // *Геофизические процессы и биосфера*. 2020. Т. 19, № 3. С.119–130. DOI: 10.21455/GPB2020.3-7.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ ФОНОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ И МИКРОВСПЫШЕК В МОЛОДОЙ АО 12635
С 8 ПО 9 ФЕВРАЛЯ 2017 ГОДА**

Федотова А.Ю., Алтынцев А.Т., Мешалкина Н.С., Мышьяков И.И.
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

**STUDY OF THE NATURE OF BACKGROUND MICROWAVE
RADIATION AND MICROFLARES IN YOUNG ACTIVE REGION
12635 FROM 8 TO 9 FEBRUARY 2017**

Fedotova A.Yu., Altyntsev A.T., Meshalkina N.S., Myshyakov I.I.
Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

The paper considers the mechanisms of increased background microwave radiation and micro-flares sequence of X-ray class B and C in young active region 12635, which formed on the Sun's disk during the minimum solar activity. The range of increased background radiation in soft X-ray, UV and microwave emission observed during 10 hours on February 9, 2017 corresponds to the time interval with increased vertical currents of both directions. In soft X-rays (GOES 1–8 Å channel) the bursts occur as pulses of 6–10 minutes with a smooth growth and decline. In hard X-ray and microwave radiation, pulsed and smooth components are distinguished. The pulse microwave emission is generated by the gyrosynchrotron mechanism in the frequency range up to 10 GHz caused by the appearance of a small electron population with energies up to hundreds of keV. Appearance of smooth components of bursts is caused by generation of bremsstrahlung microwave radiation due to plasma heating up to the temperature ~ 10 MK in sites of coronal loops interaction.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-305-308

Активные области (АО) представляют собой сильные магнитные поля в атмосфере Солнца, являются источниками солнечных вспышек и выбросов корональной массы (КВМ). АО высокодинамичные сложные магнитные структуры, берущие свое начало в фотосфере. Основные преимущества радионаблюдений нагрева в короне: 1) характеристики радиоизлучения в микроволнах зависят от параметров магнитного поля в источнике, 2) более чувствительны к появлению нетепловых электронов. Появление нетеплового излучения во время формирования пятен АО было впервые обнаружено на частоте 5 ГГц [1, 2].

Морфология события 8–9 февраля 2017 года

В настоящей работе рассматриваются механизмы повышенного фонового микроволнового излучения в молодой АО 12635 (40 угл. сек.) на солнечном диске в минимуме солнечной активности. Период с квази-постоянным увеличенным мягким рентгеновским излучением GOES-15 наблюдался в течение 14 часов после 22:00 UT 8 февраля. В этот период

зарегистрировано около 20 микровсплесков рентгеновского класса (В, С). Наблюдения по данным многоволнового Сибирского радиогелиографа (СРГ-48) начались с 9-го февраля в 00:45 UT до окончания светового дня в 08:30 UT с 5 по 14 всплеск (рис. 1).

Величина фотосферного магнитного поля для пятен N-полярности достигала значений 1.3 кГс, S-полярности 1.8 кГс. В ходе анализа механизмов излучения в микроволновом диапазоне использовались данные: радио, рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучения.

Вычисления проводились с помощью моделей дифференциальной меры эмиссии DEM(T) приведенной в (табл. 1), и описанной в работах [3, 4]. Яркостная температура для оптически тонкого излучения NoRH на 17 ГГц определялась попиксельно из формулы 1, [5]:

$$T_x = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad br = 0.2v^{-2} \int_{T_{min}}^{T_{max}} T^{-0.5} DEM(T) dT + T_{bk}, \quad (1)$$

где T_{br} – фоновое излучение перед всплеском, DEM(T) – дифференциальная мера эмиссии, рассчитана для температур 0.5–20 МК. Расчетные потоки и яркостная температура плазмы, полученные из данных ультрафиолета (SDO/AIA) близки к наблюдаемым.

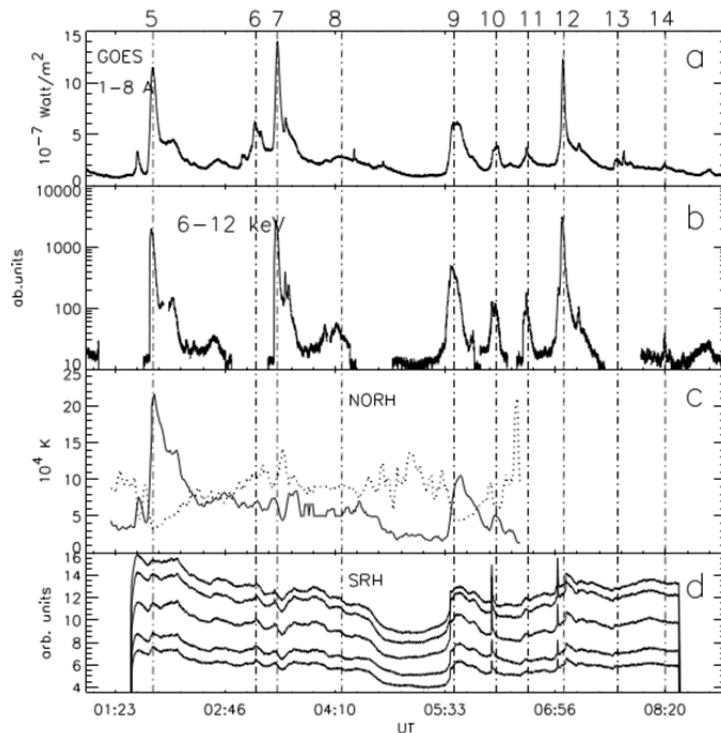


Рис. 1. Изменения интегральных параметров АО 9 февраля 2017 г.

На рис. 1: (а) представлены световые кривые GOES-15, (б) световые кривые по данным HXR в каналах 6–12 кэВ (для 10 пика 4–11 кэВ), (с) корреляционная кривая NoRH на 17 ГГц (сплошная линия) и оценки

размеров (пунктирная линия), (d) прирост значений корреляционных кривых 9 февраля относительно предыдущего дня по данным SRG-48 на частотах 4.5–7.5 ГГц (сверху вниз) [6].

Таблица 1.

| N | T_b | | F, sfu | | | МК | SPARSE, sfu | | | CHENG, sfu | | |
|----|--------|------|--------|-----|------|------------------|-------------|------|------------|------------|------|------------|
| | before | max | 4.5 | 7.5 | 17 | | before | max | difference | before | max | difference |
| 5 | 14.5 | 164 | 0.2 | 0.8 | 1.0 | > 7 | 0.6 | 0.8 | 0.2 | 8.6 | 10.3 | 1.7 |
| 7 | 47. | 75 | 0.05 | 0.2 | 0.2 | 1.0-2.5 13-17 | 1.0 | 1.13 | 0.13 | 6.9 | 8.9 | 2.0 |
| 9 | 12.7 | 61 | 2.0 | 2.0 | 1.0 | 0.6-16 | 1.3 | 2.2 | 0.9 | 3.2 | 7.8 | 4.6 |
| 10 | 28. | 38.0 | – | – | 0.15 | 5-16 | 1.96 | 2.1 | 0.14 | 6.2 | 6.8 | 0.6 |

В таблице 1 приведены расчеты величины потоков и максимальные значения яркостной температуры перед всплеском и в максимуме, дающие основной вклад по 4-м всплескам. Потоки определены по данным SRG-48 на частотах 4.5 и 7.5 ГГц, Нобямы на 17 ГГц, а также SPARSE и CHENG. Для 5 всплеска: поток вырос до 0.22 сеп. на 4.5 ГГц, до 0.7 сеп. на 7.5 ГГц, на 17 ГГц до 1 сеп., форма профилей гладкой компоненты микроволнового излучения была близка к профилю мягкого рентгеновского излучения. Для 7 всплеска: 4.5 ГГц – 0.1 сеп., 7.5 ГГц и 17 ГГц – 0.2 сеп. Изменение гладкого компонента всплеска со временем схожи в диапазоне 4.5–17 ГГц, вначале наблюдается постепенный рост, затем уменьшение микроволнового потока излучения на 0.3–0.5 сеп. ниже предвсплескового уровня. Для 9 всплеска: постепенный рост микроволнового излучения на всех частотах на 0.5 сеп. В максимуме величина гладкого всплеска на 4.5, 7.5 ГГц – 2 сеп., на 17 ГГц – 1 сеп. Перед всплеском наблюдается глубокая депрессия, яркостная температура превышает 10^3 К, что характерно для спокойного Солнца на 17 ГГц. Для 10 всплеска: Импульсный компонент длился ~20 сек, доминирует над гладким всплеском на SRG-48. Гладкий компонент наблюдался на световой кривой потока на 17 ГГц, амплитуда до 0.15 сеп.

Выводы

Повышение фона и всплески мягкого рентгеновского излучения наблюдались при больших значениях радиальных токов в АО. Из-за динамики магнитных петель, заполненных плазмой до нескольких МК, в некоторых петлях менялось фоновое излучение относительно спокойного Солнца. Корреляция роста теплового излучения и суммарного тока объясняется наличием омической диссипации тока как механизма нагрева петель [7]. Флуктуации вспыхивающих токов и появление кратковременных всплесков не наблюдается. Эффект объясняется тем, что периоды с высоким уровнем распределения токов соответствуют интервалам участив-

шейся активности на примере работы [8], где авторы определили, что токовая система АО погружена глубоко в конвективную зону и характеризуется большой индуктивностью, препятствующей быстрым изменениям тока.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, номер темы П.16. Экспериментальные данные получены с использованием уникальной научной установки ССРТ [<http://ckp-rf.ru/usu/73606>].

Литература

1. *Shibasaki K., et al.* // Solar Phys., 1983, v. 89, 307.
2. *Chiuderi D., et al.* // Solar Phys., 1987, v. 112, 89-105.
3. *Su Y., et al.* // Proc Natl Acad Sci USA., 2018, 115(7):E1578-E1587.
4. *Cheng J. X., et al.* // Astronomy and Astrophysics, 2012, 547.
5. *Zhang J., et al.* // ApJ., 2001, 548:L99-L102.
6. *Lesovoi S., Kobets V.* // Solar-Terrestrial Physics, 2017, v. 3, № 1, 19-25.
7. *Gudiksen B.V., Nordlund A.* // ApJ., 2002, v. 572, L113-L116.
8. *Fursyak Yu.A., et al.* // ApJ., 2020, v. 63, 260-273.

РОЛЬ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

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*

ROLE OF THE ANOMALOUS DOPPLER EFFECT IN THE INTERACTION OF ENERGETIC ELECTRONS WITH WHISTLER TURBULENCE IN FLARE LOOPS

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Russia*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia*

Influence of the anomalous Doppler effect on the resonant interaction of fast electrons and whistler turbulence waves in solar flare loops is considered. The degree of its influence on the scattering of the injected electron beam is compared with the normal Doppler effect under different angles between the wave and magnetic field.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-309-312

Известно, что энергичные (нетепловые) электроны во вспышечной петле генерируют микроволновое и жесткое рентгеновское излучение. Характеристики этих излучений определяются распределением нетепловых электронов по энергиям и питч-углам в каждой точке петли. Для исследования этих распределений необходимо рассмотреть взаимодействие электронов с частицами плазмы петли и волновыми полями в ней [1, 2]. В работе [3] мы рассмотрели, как отразится на распределениях нетепловых электронов и их гиротронном излучении взаимодействие этих электронов с вистлеровской турбулентностью, заполняющей вспышечную петлю. При этом учитывались только вистлеры, распространяющиеся вдоль петли по направлению магнитного поля. Это справедливо когда плазма внутри вспышечных петель плотнее, чем снаружи, что приводит к волноводному, квазипродольному распространению вистлеров [4]. Вместе с тем, в магнитосферах активных областей возможно существование вспышечных петель, в которых плотность плазмы не отличается заметно от плотности плазмы внешних магнитных трубок. В этом случае вистлеры могут распространяться под большими углами к магнитному полю [5].

Взаимодействие между энергичными электронами и вистлерами, в котором происходит рассеяние электронов по питч-углам, носит резонансный характер. При таком взаимодействии необходимо учитывать допле-

ровские смещения частоты излучения движущегося электрона. В работах [2, 4] показано, что при продольном распространении вистлеров существенен только нормальный эффект Доплера. В то же время, для вистлеров, распространяющихся под большим углом к магнитному полю, значимым становится и аномальный эффект Доплера [5].

Целью настоящей работы является рассмотрение модели резонансного взаимодействия нетепловых электронов с вистлерами, распространяющимися во вспышечной петле под произвольным углом. Мы проводим оценку степени влияния величины этого угла на питч-угловое, энергетическое и пространственное распределения электронов и определяем отличительные особенности, связанные именно с аномальным эффектом Доплера.

Описание модели

Основные параметры модели выбраны такими же, как в работе [3]. Рассматривается одномерная нестационарная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с неоднородным по длине магнитным полем $B(s)$ и плотностью $n(s)$ заполняющей ее холодной фоновой плазмы. В вершине петли 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 точки петли, косинусу питч-угла электрона $\mu = \cos \alpha$, времени t . Динамика инжектированных электронов описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$ [6]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(c\beta\mu f) - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{1}{B} \frac{dB}{ds} f \right) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{\mu\mu}^w \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + F(t, s, \mu, E),$$

здесь β – скорость электрона (часть скорости света), $D_{\mu\mu}^w$ – коэффициент диффузии (рассеяния) электронов по питч-углам, обусловленный взаимодействием с турбулентностью вистлеров. При распространении волн под углом θ к магнитному полю петли, частота ω и волновое число k связаны следующим дисперсионным соотношением [4]:

$$\left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e |\cos \theta| - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$, $\omega_e(s)$ – плазменная и гирочастота электронов в точке s .

В данной модели мы полагаем, что плотность энергии пакета вистлеров соответствует спектру Колмогорова $W(k, s) \sim k^{-5/3}$ и не зависит от времени и направления распространения волн. Начальным источником вистлеров в петле может быть процесс конверсии БМЗ волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. Считая турбулентность слабой, такой, что взаимодействием между модами волн можно пренебречь

[2], будем использовать для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами квазилинейное приближение [7]. Согласно ему, взаимодействие происходит на резонансных волнах, с которыми у электрона происходит энергообмен и рассеяние. Условием циклотронного резонанса с учетом доплеровского сдвига частоты является [5]:

$$\omega - \mu c \beta k \cos \theta = n_g \cdot \omega_e / \gamma,$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – Лоренц фактор, $n_g = \pm 1$ – номер гармоники гирочастоты, знак которого определяет направление доплеровского сдвига (нормальный или аномальный эффект). При решении этого уравнения совместно с дисперсионным уравнением, могут быть определены резонансные волны (k_r, ω_r) . Тогда коэффициент диффузии на турбулентности вистлеров в створе углов распространения $(-\theta_1, +\theta_1)$ вычисляется как [8]:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi \omega_e}{2B^2} (1 - \mu^2) \int_{-\cos \theta_1}^{\cos \theta_1} d \cos \theta (1 + n_g |\cos \theta|)^2 \sum_r k_r W(k_r).$$

Результаты моделирования и обсуждение

При проведении численных расчётов 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 $n_{\max}(l)/n_{\min}(0) = 100$. Параметры инжекции, и наполнения петли турбулентностью представлены на рис. 1.

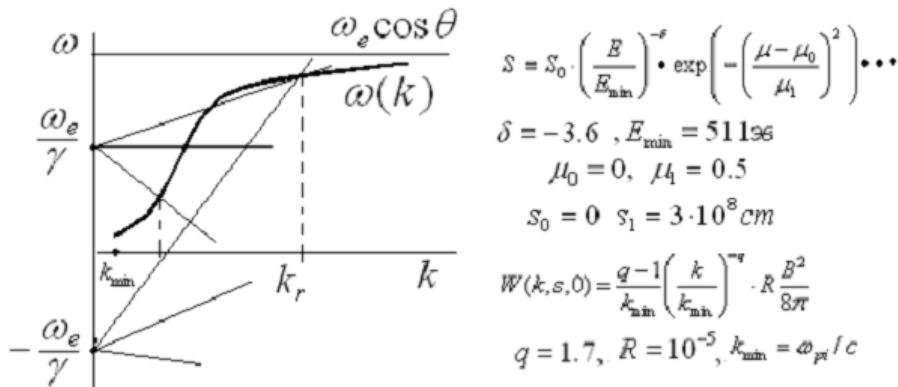


Рис. 1.

Определение резонансных волн k_r, ω_r иллюстрируется на рис. 1, где пересекаются дисперсионная ветвь и прямая резонансного условия. Можно отметить, что при нормальном эффекте Доплера взаимодействие электронов происходит как со встречными, так и с попутными вистлерами, а при аномальном эффекте взаимодействие есть только с попутными волнами. Высокочастотные волны, вследствие степенной формы колмогоровского спектра, имеют меньшую плотность энергии. Таким образом, резонансных волн на аномальном эффекте Доплера меньше и они менее интенсивны.

Это, безусловно, сказывается на значении коэффициента питч-угловой диффузии электронов на вистлерах $D_{\mu\mu}^W$, вклад в который вычислялся для различных углов распространения θ .

На рис. 2 приведены энергетические спектры распределения инжектированных электронов в процессе рассеяния на вистлерах при различных углах θ в центре петли на нормальном и аномальном эффекте Доплера. На верхних панелях показана динамика спектра при различных углах θ на нормальном эффекте Доплера ($n_g = +1$). Видно, что с ростом угла рассеяния происходит в меньшем диапазоне энергий, а рассеяние на низких энергиях прекращается (излом в спектре смещается в область более высоких энергий). Нижние панели иллюстрируют слабость рассеяния электронов на аномальном эффекте Доплера ($n_g = -1$). Коэффициент диффузии в этом случае на три порядка меньше, чем на нормальном эффекте Доплера (усредненные по энергиям $\bar{D}_{\mu\mu}^W$ при $\mu = 0.6$ приводятся на рис. 2). Однако с ростом угла θ значимость аномального эффекта Доплера нарастает.

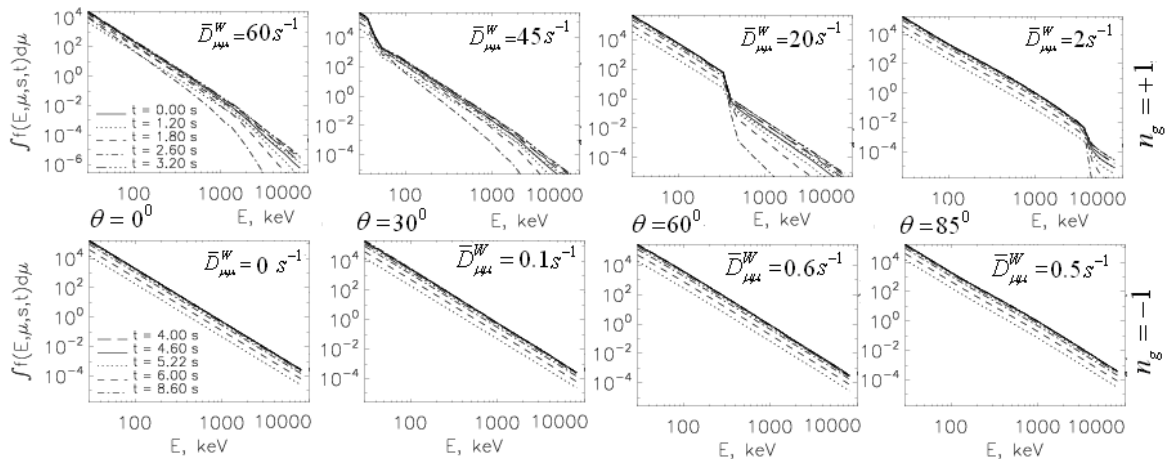


Рис. 2.

Таким образом, при сделанных в модели предположениях, аномальный эффект Доплера может влиять на рассеяние электронов на вистлерах, но в очень малой степени.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18–02–00856, 17–52–80064 и Программы ПРАН.

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. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры. – ИПФАН, 1986, –190 с.
5. Мальцева О.А., Чернов Г.П. // Кинематика и физика небес. тел. 1989. Т.5, №6. С.44-54
6. Hamilton R.J., Petrosian V. //Astrophys.J. 1992,V.398. №10. P.350-358.
7. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез. Т.2. №2. С.465-475. 1962.
8. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V.37, №4, P.353-365.

ТОКОВЫЕ СИСТЕМЫ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ РАЗНЫХ МАГНИТО-МОРФОЛОГИЧЕСКИХ КЛАССОВ В 24-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Жукова А.В.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Республика Крым, Россия

ELECTRIC CURRENT SYSTEMS IN ACTIVE REGIONS OF DIFFER- ENT MAGNETO-MORPHOLOGICAL CLASSES IN THE SOLAR AC- TIVITY CYCLE 24

Fursyak Yu.A., Abramenko V.I., Zhukova A.V.

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

Based on magnetograms of magnetic field vector components in the solar photosphere obtained with the Helioseismic and Magnetic Imager on board Solar Dynamics Observatory (HMI/SDO), for 66 active regions (ARs) of the 24th solar activity cycle, we calculated parameters of electric currents in the photosphere, and compared the obtained data with the flare index FI and with the magneto-morphological class of an AR [8]. It was shown that:

1) the majority of ARs with low average unsigned electric current density (below 3 mA m^{-2}) belong to the class of regular ARs (type A) and display rather low flare index FI (below 10);

2) the majority of irregular ARs (type B) demonstrate rather high average unsigned electric current density (above 3 mA m^{-2}) and display various flare indices with a predominance of ARs with $FI > 10$.

3) for all ARs with at least one X-class solar flare, the average unsigned electric current density was greater than 3 mA m^{-2} .

In general, we can suggest that irregular ARs are prone to enhanced flare productivity and electric currents as compared to the regular ones.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-313-316

Введение

Уже в первых работах, посвященных исследованию токовых систем в АО, отмечалась их тесная связь со вспышечными процессами [1]. Позже [2] было показано, что крупномасштабный электрический ток величиной около $2 \cdot 10^{12}$ А, выносит с собой в верхние слои солнечной атмосферы энергию порядка 10^{32} эрг, что сопоставимо с энергией, выделяемой во время мощной солнечной вспышки. Вспышки являются одним из наиболее действенных механизмов, позволяющих за короткое время выделить часть избыточной магнитной энергии. Однако вспышечные процессы уносят лишь несколько процентов энергии непотенциальных магнитных полей [3], переносимой электрическими токами, а большая ее часть реализуется через различные диссипативные процессы в верхних слоях солнечной атмосферы [4].

Наша задача в контексте исследования токовых систем состоит в изучении взаимосвязи параметров вертикального электрического тока с уровнем вспышечной продуктивности и особенностями морфологии магнитных полей АО.

Данные наблюдений

Исследованы 66 АО 24-го цикла солнечной активности, обладающих различной структурой магнитных полей и различным уровнем вспышечной активности.

Вычисление параметров вертикального электрического тока произведено на основе данных о компонентах вектора магнитного поля, получаемых прибором HMI/SDO [5] с применением интегрального метода, описанного в [6]. Данные HMI/SDO доступны по ссылке <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>. С целью минимизации ошибок в вычислениях, обусловленных эффектом проекции, мониторинг каждой из исследуемых АО проводился только во временной интервал, на протяжении которого область находилась на диске Солнца в пределах $\pm 35^\circ$ по долготе от центрального меридиана.

Для сопоставления параметров электрического тока с уровнем вспышечной активности АО и особенностями ее морфологии, использована разработанная в КрАО магнито-морфологическая классификация активных областей [7, 8]. Согласно данной классификации, все АО разделены на три группы – области типа А, подчиняющиеся законам теории динамо среднего поля – закону полярностей Хейла, закону угла наклона Джоя и правилу о соотношении площадей пятен лидирующей и хвостовой полярностей; области типа В, в которых зафиксировано нарушение хотя бы одного из вышеуказанных законов, и униполярные области (тип U). Каталог магнито-морфологической классификации областей 24-го цикла солнечной активности доступен по адресу <https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmс-ars>.

Результаты и обсуждение

На основе данных о векторе магнитного поля в фотосфере для каждой из исследуемых АО за время ее мониторинга был вычислен ряд параметров вертикального электрического тока. Каждый параметр был усреднен за время наблюдения и сопоставлен со вспышечным индексом (Flare Index, FI [9]) соответствующей области. Наиболее высокая корреляция со вспышечным индексом наблюдалась для двух параметров – усредненного по времени наблюдения суммарного беззнакового тока $\overline{I_{tot}}$, и усредненной за время наблюдения средней беззнаковой плотности вертикального тока $\langle \overline{|J_z|} \rangle$. Корреляционный график для пары FI – $\langle \overline{|J_z|} \rangle$ представлен на Рис. 1. Из графика следует, что существует средняя связь между величиной $\langle \overline{|J_z|} \rangle$ и уровнем вспышечной продуктивности АО ($k = 0.54$). Однако, связь эта далеко не однозначна. Видно, что во многих случаях одному и

тому же значению FI соответствует сразу несколько значений $\langle |j_z| \rangle$. С физической точки зрения этот результат говорит о том, что большая часть энергии, запасенной в электрических токах, реализуется не во вспышках, а посредством иных диссипативных процессов (скажем, через омическую диссипацию электрических токов).

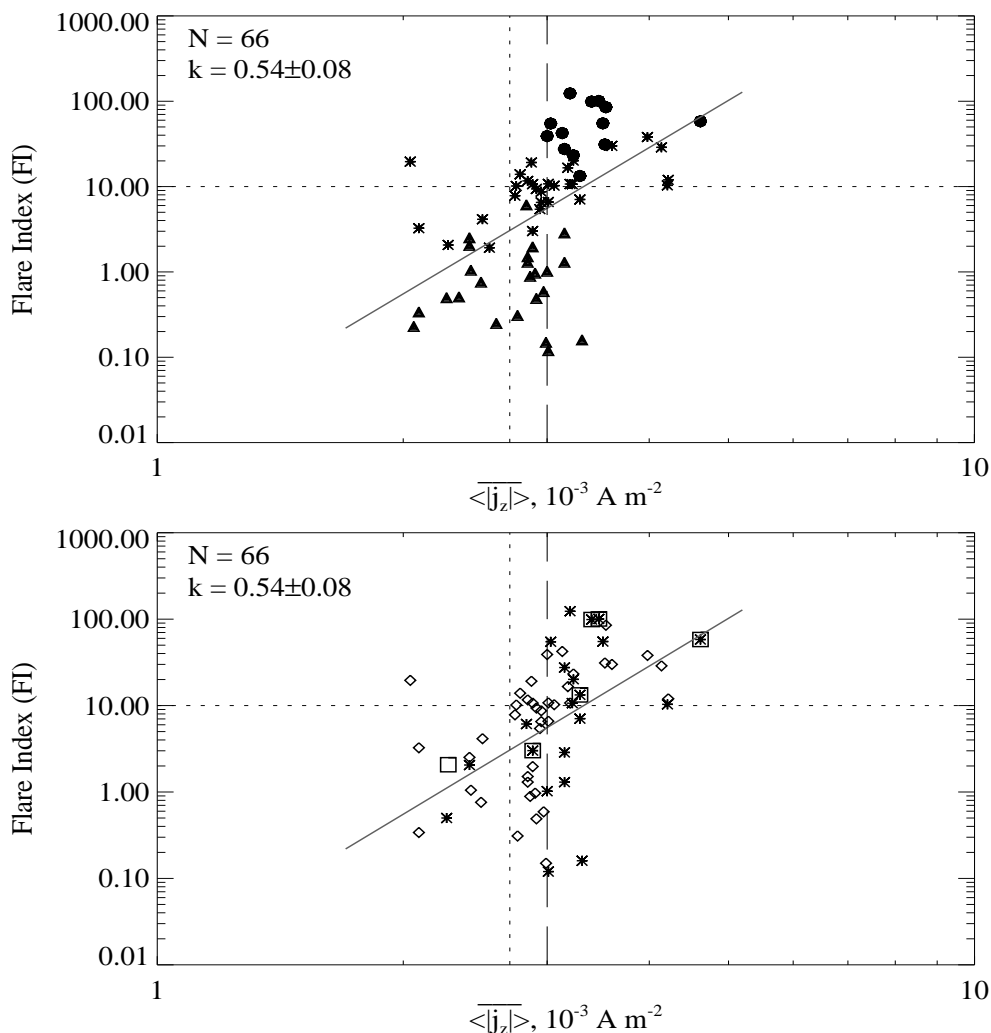


Рис. 1. Зависимость уровня вспышечной активности для исследуемой выборки АО от усредненной за время наблюдения средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока $\langle |j_z| \rangle$. Соответствующими символами на графиках отмечены: вверху – области, в которых за время прохождения области по диску Солнца зафиксирована хотя бы одна вспышка рентгеновского класса X (точки), M (звездочки), только вспышки класса C (треугольники); внизу – области из выборки магнито-морфологического класса A (ромбики) и B (звездочки). Квадратиками дополнительно отмечены области-нарушители закона полярностей Хейла. Вертикальные штриховые линии – критические уровни величины $\langle |j_z| \rangle$, полученные на основе более ранних исследований [10] (короткий штрих) и по данным текущих исследований (длинный штрих).

Большой разброс в значениях $\langle |j_z| \rangle$ указывает еще и на то, что разные области могут иметь существенно разный запас магнитной энергии.

Очевидными факторами, влияющими на объем непотенциальной энергии АО, являются размер группы и ее эволюционный статус. Тем не менее, можно выделить еще один фактор, а именно морфологию АО – чем более сложной будет структура магнитного поля области, тем больше будут электрические токи, и тем больше запас свободной магнитной энергии. Разумеется, крайне сложно отобрать достаточное для получения надежной корреляционной зависимости между параметрами тока и морфологическими особенностями АО количество областей, которые при нахождении вблизи центра солнечного диска имели бы почти одинаковый магнитный поток и эволюционный статус, поэтому мы исходили из имеющихся в нашем распоряжении данных.

На нижнем графике рис. 1 представлено разбиение исследуемых АО по магнито-морфологическим классам. Несмотря на сложность картины, можно видеть, что значительное количество АО класса В («областнарушители») лежит правее линии 3 MA m^{-2} (вертикальная пунктирная линия с длинным штрихом). В то же время, все без исключения АО типа А («правильные области») с $FI < 10$ находятся правее той же линии 3 MA m^{-2} . Таким образом, можно заключить, что области типа А с $\langle |J_z| \rangle < 3 \text{ MA m}^{-2}$ имеют незначительный запас свободной энергии, так что ее быстрое расходование происходит посредством малого числа относительно слабых вспышек.

Граница 3 MA m^{-2} , по-видимому, имеет некое более фундаментальное значение, поскольку, как это следует из верхнего графика на рис. 1, все области исследуемой выборки, в которых наблюдалась хотя бы одна вспышка рентгеновского класса X лежат правее этой границы.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 18-12-00131.

Литература

1. Зверева А.М., Северный А.Б. // Изв. Крымск. астрофиз. обс. 1970. Т. 41-42. С. 97-157.
2. Абраменко В.И., Гонасюк С.И. // Изв. Крымск. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 147-168.
3. Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 2008. Vol. 51. P. 1123-1160.
4. Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Urpo S., Pohjolainen S. // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 337. P. 887-896.
5. Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al. // Sol. Phys. 2012. Vol. 275. P. 207-227.
6. Fursyak Yu.A. // Geomagnetism and Aeronomy. 2018. Vol. 58. P. 1129-1135.
7. Жукова А.В. // Изв. Крымск. астрофиз. обс. 2018. Т. 114. С. 74-86.
8. Abramenko V.I., Zhukova A.V., Kutsenko A.S. // Geomagnetism and Aeronomy. 2018. Vol. 58. P.1159-1169.
9. Abramenko V.I. // Astrophys. J. 2005. Vol. 629. P. 1141-1149.
10. Fursyak Yu.A., Abramenko V.I., Kutsenko A.S. // Astrophysics. 2020. Vol. 63. P. 260-273.

БЫСТРЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ И ЛОКАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

**Холтыгин А.Ф.¹, Моисеева А.В.², Якунин И.А.²,
Циопа О.А.³, Валеев А.Ф.²**

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

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

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

FAST STELLAR PULSATIONS AND LOCAL MAGNETIC FIELDS

**Kholtygin A.F.¹, Moiseeva A.V.², Yakunin I.A.²,
Tsiopa O.A.³, Valeev A.F.²**

¹St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

²Special Astrophysical Observatory of the RAS, Nizhny Arkhyz, Russia

³Main (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, St. Petersburg, Russia

The results of studies by Kholtygin et al. [1–3] of superfast (on minute and second scales) line profile variability in spectra of early-type star are reviewed. The spectra of program OBA stars were obtained with the 6-meter BTA telescope using a multi-mode SCORPIO reducer and using the MSS spectrograph with an exposure of 1–150 seconds and a total observation time of 2–3 hours. The variability of the line profiles is analyzed. Regular variations of the H, HeI, FeII, NII, OII, SiII line profiles were detected in spectra of program stars with periods from 2 to ~120 minutes and amplitudes of 1–2% of the continuum level. The frequencies of the line profile variations in the spectra of some stars with periods less than 10 minutes appeared to be variable. The frequencies of the short-period components can change by 20% during the observation period possibly and have a nature close to the nature of five-minute solar oscillations. We proposed a connection between irregular line profile variations with local magnetic fields and generated by them stellar micro-flares.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-317-320

1. Наблюдения и обработка

Настоящая статья посвящена исследованию сверхбыстрой переменности профилей линий в спектрах ярких ОВА звезд. Наблюдения были выполнены в 2015–2017 гг. на 6-м телескопе БТА со спектрографом низкого разрешения SCORPIO, в 2019–2020 гг. со спектрографом ОЗСП и на 1.25 м телескопе Крымской станции ГАИШ МГУ. Первичная редукция ПЗС-изображений спектров выполнена в средах Midas и IRAF. Было получено почти 8000 спектров 14 ОВА звезд (см. список звезд в статье [4]). Все полученные спектры были нормированы на уровень континуума. Для иллюстрации на рис. 1 представлен средний спектр химически пекулярной звезды A0Vp звезды α^2 CVn.

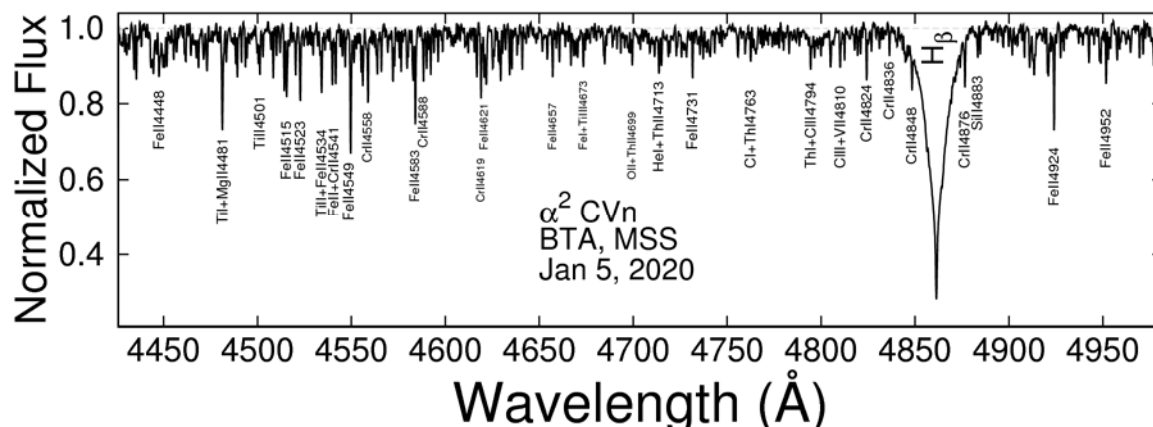


Рис. 1. Средний спектр звезды α^2 CVn

2. Регулярная переменность профилей

Для исследования переменности профилей были проанализированы разностные профили

$$d(V, t_i) = F_i(V) - \bar{F}_i(V), \quad (1)$$

где $F_i(V)$ – нормированный на континуум поток в линии в спектре с номером i , соответствующий доплеровскому смещению V , а $\bar{F}_i(V)$ – средний по всем наблюдениям поток бальмеровских линий водорода, линий HeI и других ионов в спектрах всех программных звезд (см. рис. 1). Фурье-анализ временных рядов разностных профилей линий, соответствующих всем моментам наблюдений t_i , показал присутствие регулярных компонентов вариаций профилей линий в спектрах всех исследуемых звезд с периодами 10–120 минут.

3. Оконное преобразование Фурье и сверхбыстрые вариации профилей

Для поиска компонентов вариаций профилей с периодами меньше 10 минут было использовано оконное Фурье-преобразование:

$$F(t_0, \Delta t, \nu, V_k) = \int_{-\infty}^{+\infty} d(t)W(\tau - t_0, \Delta t)e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau \quad (2)$$

где t_0 – начало окна, а Δt – его ширина. В качестве оконной функции $W(t, \Delta t)$ используется функция Хемминга [5]. Для полного профиля линии оконное преобразование является функцией 4-х переменных, поэтому мы просуммировали значения указанной функции для всех доплеровских смещений V_k в пределах профиля линии и зафиксировали ширину окна Δt .

Результаты применения оконного Фурье-преобразования к вариациям профиля линии H_δ в спектре звезд α^2 CVn (AOVp) и γ UMi (A2III) представлены на рис. 2. В области частот $\nu > 0.1 \text{ min}^{-1}$ видны транзитные

компоненты вариаций профилей, соответствующие периодам. Компонент (1) в оконном Фурье-спектре α^2 CVn (рис. 2, справа) имеет длительность ~ 40 минут, период этого компонента меняется от 5.5 до 4.8 минут. Компонент (2) в оконном Фурье-спектре γ UMi длительностью ~ 30 минут характеризуется постоянным периодом 9.6 минут в согласии с отмеченным в статье [3] увлечением периода быстрых вариаций профилей линий при переходе к звездам более поздних классов.

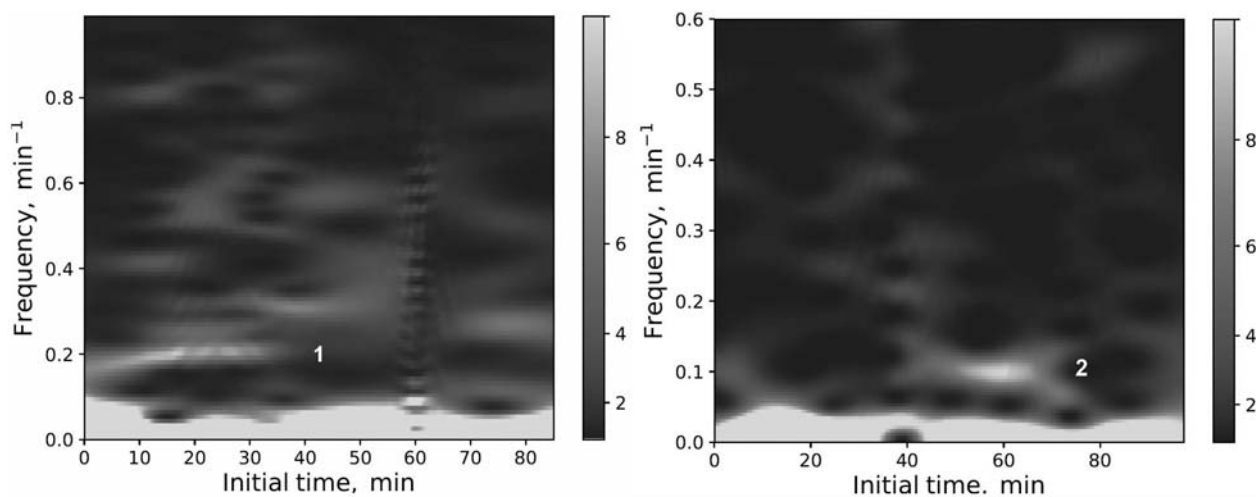


Рис. 2. Оконное преобразование вариаций профиля линии $H\delta$ в спектре звезды α^2 CVn (слева) и γ UMi (справа).

Кроме уже отмеченных, на рис. 2 видно много слабых транзитных компонентов, соответствующих периодом 1–5 минут. Быстрые вариации профилей с периодами меньше 10 минут ранее не были известны и, вероятнее всего, связаны с высоким модами нерадиальных пульсаций (НРП, см., например [1]). Быстрые пульсации с периодами 1–10 минут характерны для ОВ субкарликов, γ Ar звезд и звезд солнечного типа [7].

Частоты обнаруженных нами компонентов вариаций профилей соответствуют частотам высоких ($l = 200 - 1000$) мод нерадиальных пульсаций (НРП) на Солнце (например, [6]). Применимость соотношений между частотами и модами НРП, представленных в работе [6] для ОВА звезд главной последовательности требует дополнительного анализа.

Исходя из стандартных масштабных соотношений между частотами НРП и значениями l (например, [7]) можно сделать вывод, что для звезд ранних спектральных классов пульсации с периодами меньше 10 минут соответствуют значениям $l > 1000$. Столь высокие моды НРП могут быть нестабильными и короткоживущими, что может объяснить транзитный характер обнаруженных регулярных вариаций профилей линий в спектрах ОВА звезд и дрейф их частот (периодов).

Кроме регулярных компонентов вариаций профилей в спектрах звезд HD 93521 (O9.5III) и ρ Leo (B1Iab) зарегистрированы нерегулярные вари-

ации на минутных шкалах времени [1-2], подобные обнаруженным в профиле линии HeI 6678 в спектре Ве звезды λ Egi [8]. Такие стохастические вариации могут быть результатом оптического послесвечения микро-вспышек, связанных с локальными магнитными полями на этих звездах. Методика [9] детектирования подобных полей у звезд спектральных классов К и G может быть использована для поиска таких полей у OBA звезд.

4. Заключение и выводы

В результате выполнения нашей программы поиска сверхбыстрой переменности профилей было получено почти 8000 индивидуальных спектров программных звезд. На основании анализа выполненных наблюдений можно сделать следующие выводы:

Обнаруженные вариации профилей в основном имеют регулярный характер с периодами от 1 до ~300 минут и могут быть связаны с высокими модами нерадиальных пульсаций (НРП).

Вариации профилей в интервале частот $\nu < 0.1 \text{ мин}^{-1}$ имеют транзиентный характер со временем жизни от 30 до 120 минут. Периоды регулярных компонентов таких вариаций могут меняться на 10–20% за время жизни. Такое поведение можно объяснить нестабильностью мод НРП с $l > 1000$.

Благодарности

Настоящее исследование поддержано грантом РФФИ 19-02-00311 А.

Литература

1. Kholtygin A.F., S. Hubrig, V.V. Dushin, et al. // ASP Conf. Ser., 2017, **510**, 299.
2. Kholtygin A.F., A.A. Batrakov, S.N. Fabrika, et. al. // Astroph. Bull., 2018, **73**, 471.
3. Kholtygin A.F., N.P. Ikonnikova, A.V. Dodin, O.A. Tsiopa // Astron. Lett., 2020, **46**, 168.
4. Kholtygin A.F., et al. // ASP Conf. Ser., in press (2020).
5. The Handbook of Formulas and Tables for Signal Processing, Ed. A.D. Poularikas, Boca Raton: CRC Press LLC, 1999.
6. Korzennik S.G., M.C. Rabello-Soares, J. Schou, T.P. Larson // ApJ, 2013, 772, 87.
7. Di Mauro M.P. Frontier Research in Astrophysics II, 2016.
8. Smith M.A., R.S. Polidan // ApJ, 1993, **408**, 323.
9. Плачинда С.И., В.В. Бутковская // Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв., 2020, **116**, 45.

КОНЦЕНТРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КОРОНЕ СОЛНЦА И СКРУЧЕННОСТЬ МАГНИТНЫХ ЖГУТОВ

Цап Ю.Т.¹, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.²

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

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

CONCENTRATION OF THE MAGNETIC FIELD IN THE SOLAR CORONA AND THE FLUX ROPE TWIST

Tsap Yu.T.¹, Stepanov A.V.², Kopylova Y.G.²

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

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

The equilibrium of the axisymmetric cylindrical magnetic flux rope under solar coronal condition is considered. The influence of the azimuthal component of the magnetic fields on its stability is discussed. Based on the Gold-Hole magnetic configuration it has been shown that only strongly twisted coronal loops when the twist angle $\gg 2\pi$ can provide the magnetic field concentration of a few hundreds of gauss in magnetic flux ropes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-321-324

Введение

Согласно стандартной модели солнечной вспышки, область первичного энерговыделения находится в области вершины корональных арок, где происходит процесс магнитного пересоединения. Однако в этом случае максимальная энергия вспышки $W \approx B^2/8\pi V$, где B – магнитное поле, V – характерный объем. Полагая в последней формуле $V = 10^{27} - 10^{29} \text{ см}^3$, $W = 10^{31} - 10^{32}$ эрг, мы приходим к выводу, что на высоте более 10 тыс. км поле $B = \sqrt{8\pi W/V} = 50 - 1500$ Гс. Полученная оценка, являясь явно заниженной, поскольку не учитывает потенциальную компоненту поля, убедительно свидетельствует, что значения магнитных полей в короне Солнца должны достигать сотни гаусс. Поскольку магнитному давлению может противостоять только магнитное натяжение, то в свете представлений о токовых жгутах возникает вопрос: сколь сильно должны быть скручены магнитные поля во вспышечных корональных петлях. Решению этой важной проблемы магнитостатики и посвящена настоящая работа.

Концентрация магнитного поля и скрученность

Рассмотрим уравнение МГД равновесия осесимметричного магнитного жгута, которое можно представить в виде

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{B_z^2 + B_\phi^2}{2} \right) + \frac{B_\phi^2}{r} = 0. \quad (1)$$

Полагая, что внутри жгута радиуса a квадрат азимутальной компоненты $B_\phi^2(r) = m_\alpha^2 r^\alpha B_z^2(r)$, из (1) получим

$$\begin{aligned} B_z(r) &= \frac{B_0}{(1 + m_\alpha^2 r^\alpha)^{(\alpha+2)/2\alpha}}, \\ B_\phi(r) &= \frac{B_0 m_\alpha r^{\alpha/2}}{(1 + m_\alpha^2 r^\alpha)^{(\alpha+2)/2\alpha}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где B_0 – магнитное поле в центре жгута и $m_\alpha^2 = (B_\phi(a)/B_z(a))^2 a^{-\alpha}$.

Особо отметим, что при $\alpha = 2$ мы получим хорошо известное решение Голда-Хойла [1], которое соответствует случаю, когда угол закрутки магнитных силовых линий Φ для плазменного жгута длины L будет не зависеть от r , поскольку

$$\Phi(r) = \frac{B_\phi L}{B_z r} = m_\alpha L r^{(\alpha-2)/2}. \quad (3)$$

Причем в этом случае

$$B_z^2(r) + B_\phi^2(r) = B_0^2.$$

Рассмотрим два предельных случая экранированного и неэкранированного магнитного жгута.

Для экранированного магнитного жгута $B_\phi(r > a) = 0$ уравнение баланса давлений можно представить в виде

$$B_\phi^2(a) + B_z^2(a) = B_{ze}^2. \quad (4)$$

Откуда согласно (2) получим

$$B_0^2 = B_{ze}^2 (1 + m_\alpha^2 a^\alpha)^{2/\alpha} = B_{ze}^2 \left(1 + \frac{B_\phi^2(a)}{B_z^2(a)} \right)^{2/\alpha}. \quad (5)$$

В свою очередь, в случае отсутствия экранировки жгута, когда внешнее магнитное поле можно считать потенциальным (случай лабораторного пинча), вместо уравнения равновесия (4) имеем

$$B_z^2(a) = B_{ze}^2. \quad (6)$$

Следовательно, с учетом (2) находим

$$B_0^2 = B_{ze}^2 \left(1 + \frac{B_\varphi^2(a)}{B_z^2(a)} \right)^{(\alpha+2)/\alpha} . \quad (7)$$

Таким образом, из (5) и (7) следует

$$\frac{B_\varphi^2(a)}{B_z^2(a)} = \begin{cases} \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right)^\alpha - 1, & \text{экран. жгут;} \\ \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right)^{2\alpha/(\alpha+2)} - 1, & \text{неэкран. жгут.} \end{cases} \quad (9)$$

В частности, при $\alpha = 2$ вместо (9) имеем

$$\frac{B_\varphi^2(a)}{B_z^2(a)} = \begin{cases} \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right)^2 - 1, & \text{экран. жгут;} \\ \left(\frac{B_0}{B_{ze}} \right) - 1, & \text{неэкран. жгут.} \end{cases} \quad (10)$$

Зависимость числа оборотов магнитных силовых линий вокруг оси $N = \Phi/2\pi = (B_\varphi L)/(2\pi B_z a)$ от отношения магнитного поля внутри жгута B_0 к фоновому значению B_{ze} при $a/L = 0.1$ для экранированного и неэкранированного жгута представлена на рис. 1. Как видно, даже при $B_0/B_{ze} = 30$ число оборотов N соответственно равно 47 и 8, что предполагает угол закрутки $\Phi \gg 2\pi$. Откуда следует, что создание сильных магнитных полей в короне Солнца выглядит проблематичным. В частности,

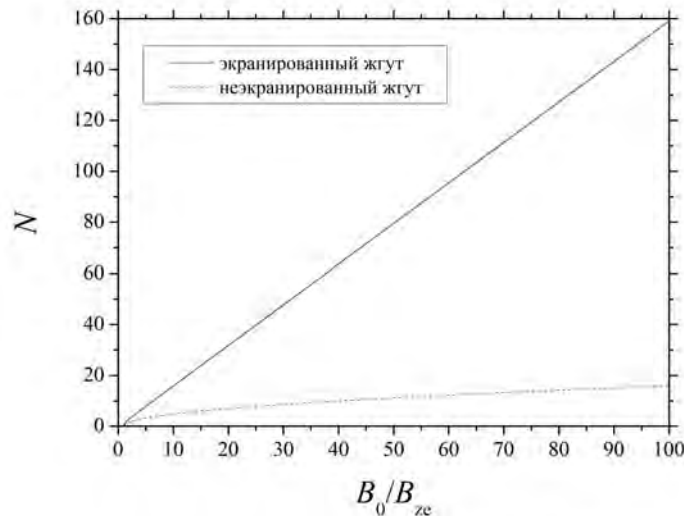


Рис. 1. Зависимость числа оборотов магнитных силовых линий N вокруг оси потоковой трубки от отношения магнитного поля внутри B_0 и снаружи B_{ze} жгута.

для экранированных жгутов требуется большое число оборотов, тогда как неэкранированные должны быть неустойчивы по отношению к винтовой моде [2].

Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе на примере магнитного жгута Голда-Хойла мы показали, что существование сильных стационарных магнитных полей в короне Солнца, по крайней мере, применительно к жгуту Голда-Хойла выглядит довольно проблематичным. Причем даже в наиболее благоприятном случае, когда снаружи жгута электрический ток мы приняли равным нулю ситуация радикально не улучшилась, поскольку такой жгут будет неустойчивым по отношению к изгибным модам [2, 3]. Это предполагает необходимость привлечения для описания магнитных полей в короне Солнца более сложных магнитных конфигураций, которые мы надеемся рассмотреть в нашей следующей работе.

Работа выполнена ЮЦ при поддержке гранта Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006).

Литература

1. *Gold T., Hoyle F.* // MNRAS, 1960, 120, 89.
2. *Hood A. W., Priest, E.R.* // GAпFD, 1981, 17, 297.
3. *Tsap Y., Fedun V., Cheremnykh O., et al.* // ApJ, 2020, 901, id.99.

ОБ ОЦЕНКЕ ПОТОКА ЭНЕРГИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ДОПЛЕРОВСКИХ СКОРОСТЕЙ

Цап Ю.Т.¹, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.², Гольдварг Т.Б.³

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

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

³*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

ON THE ESTIMATION OF THE ENERGY FLUX OF ALFVÉN WAVES IN THE LOWER SOLAR ATMOSPHERE BASED ON DOPLER VELOCITY MEASUREMENTS

Tsap Yu.T.¹, Stepanov A.V.², Kopylova Y.G.², Goldvarg T.B.³

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

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

³*Kalmyk State University, Elista, Russia*

The wave energy flux of torsional Alfvén waves in the stratified solar atmosphere is considered. It has been shown that the often using formula for the estimation of the energy flux of torsional modes ($\rho\delta V^2/2V_A$) under solar chromospheric conditions cannot be used for wave periods greater than a few minutes. Consequences of the results are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-325-328

Введение

В настоящее время имеется большое количество данных, свидетельствующих о существенном вкладе альвеновских волн в нагрев хромосферы, переходной области и короны Солнца [1]. Между тем, когда оценивается поток волновой энергии по наблюдениям амплитуды доплеровских скоростей δV , обычно не принимается во внимание стратификация атмосферы. В частности, усредненный по времени поток энергии альвеновских волн находится с помощью следующего хорошо известного соотношения [2, 3]:

$$F_h = \frac{\rho\delta V^2}{2} V_A, \quad (1)$$

где ρ – плотность плазмы и V_A – альвеновская скорость. Однако формула (1) приемлема только для однородной плазмы, в случае же стратифицированной атмосферы такой подход может приводить к значительным погрешностям. Если опустить проблему влияния турбулентности на определение значений δV , то в связи с этим можно выделить две основные причины. Во-первых, амплитуда скорости δV может быть результатом наложения возмущений как падающей, так и отраженной волны. Во-вторых, существенное влияние способна оказывать стратификация атмосферы, по-

сколькx вследствие неоднородности плазмы приближение ВКБ, используемое при получении формулы (1), становится неприемлемым. Детальному анализу последней возможности и посвящена настоящая работа.

Стратификация атмосферы и волновой поток

Волновое уравнение, описывающее распространение торсионных альвеновских мод в тонкой магнитной трубке (для простоты мы приняли магнитное поле трубки $B = \text{const}$) в цилиндрической системе координат, с осью \mathbf{Z} , направленной вверх перпендикулярно поверхности Солнца, можно представить следующим образом [4, 5]

$$\frac{\partial^2 \delta V}{\partial t^2} = V_A^2(z) \frac{\partial^2 \delta V}{\partial z^2}, \quad (2)$$

где альвеновская скорость

$$V_A(z) = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho(z)}}.$$

Если принять $\rho = \rho_0 \exp(-z/H)$ и $\delta V(t, z) \propto \exp(-i\omega t)$, то решение уравнения (1) выражается через функции Ханкеля [4]

$$\delta V(t, \eta) = \left(C_1 H_0^{(1)}(\mu) + C_2 H_0^{(2)}(\mu) \right) e^{-i\omega t}, \quad \mu = \frac{2\omega H}{V_A} = \frac{4\pi H}{P V_A}. \quad (3)$$

Здесь C_1 и C_2 – произвольные константы, а P – период волны. Откуда для усредненного по времени потока энергии альвеновских волн вдоль оси \mathbf{Z} согласно (3) находим [Hollweg, 1984]

$$F_s = \frac{B^2}{8\pi^2 \omega H} (|C_2|^2 - |C_1|^2). \quad (4)$$

Как следует из уравнения (4), функции Ханкеля $H_0^{(1)}(\mu)$ и $H_0^{(2)}(\mu)$ описывают распространение волн в противоположных направлениях. В частности, если пренебречь отражением волновой поток энергии можно представить в виде

$$F_s = \frac{B^2}{8\pi^2 \omega H} |C_2|^2 = \frac{B^2}{8\pi^2 \omega H} \frac{\delta V^2}{J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)}, \quad (5)$$

где $J_0(\mu)$ и $N_0(\mu)$ – функции Бесселя и Неймана соответственно. Следовательно, согласно (1) и (5) отношение потоков

$$\frac{F_h}{F_s} = \frac{4\pi^2 \omega H \rho V_A}{B^2} \frac{J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)}{J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)} = \frac{\pi}{2} \mu (J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)). \quad (6)$$

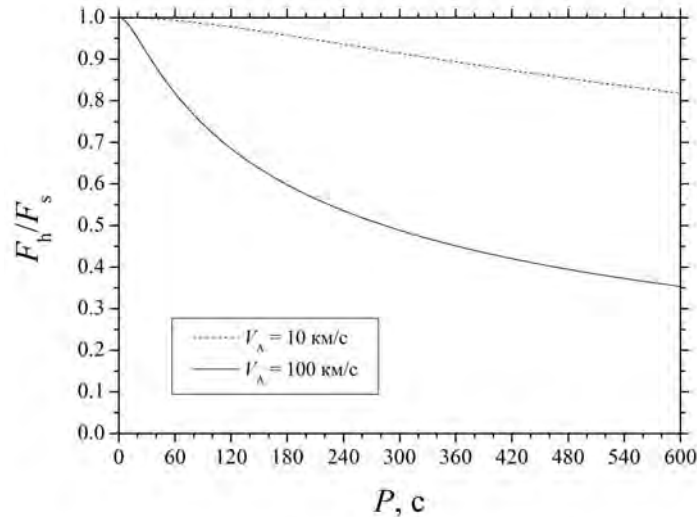


Рис. 1. Зависимость отношения потоков волновой энергии для однородной F_h и стратифицированной F_s атмосферы от периода альвеновских мод P .

На рис. 1 представлены зависимости отношения потоков F_h и F_s , для которых мы приняли характерное значение альвеновской скорости V_A равными 10 км/с (фотосфера) и 100 км/с (хромосфера), а характерную шкалу высот $H = 200$ км. Как легко видеть из рис. 1, влияние стратификации в хромосфере является гораздо более значимым. В частности, при $P \approx 5$ мин величина F_h будет меньше F_s приблизительно в 2 раза. Таким образом, оценка с помощью формулы (1) будет приводить к существенно заниженным значениям потокам волновой энергии, если их период превышает несколько минут.

Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе мы показали, что использование классической формулы (1) для оценки потока волновой энергии альвеновских волн в атмосфере Солнца по наблюдениям доплеровских скоростей, полученной в рамках ВКБ приближения, строго говоря, нельзя считать обоснованным. В первую очередь это касается волн, распространяющихся в хромосфере, поскольку именно для этой области параметр μ будет принимать наименьшие значения вследствие сравнительно большой альвеновской скорости V_A и малых значений H . Полученный результат объясняется тем, что в стратифицированной атмосфере при $\mu \ll 1$ альвеновские моды по своим свойствам становятся все более отличными от бегущих волн [5]. Что касается фотосферы, то эффектами, связанными со стратификацией скорее можно пренебречь.

В заключение отметим, что отраженные волны, могут также оказать весьма существенное влияние на оценку величины амплитуды δV . Полученные к настоящему времени результаты являются весьма противоречивыми. Так, согласно работе [6], коэффициент отражения в атмосфере

Солнца не превышает 3%, тогда по оценкам других авторов [7] для альвеновских волн с периодом около 100 с он составляет около 50%. Таким образом, этот вопрос требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006).

Литература

1. *Mathioudakis M., Jess D.B., Erdélyi R.* // *Space Sci. Rev.*, 2013, 175, 1.
2. *Jess, D. B., Mathioudakis, M., Erdélyi, R., et al.* // *Science*, 2009, 323, 1582.
3. *Grant S.D.T., Jess D.B., Zaqarashvili T.V.* // *Nature Physics*, 2018, 14, 480.
4. *Hollweg J.V.* // *ApJ*, 1984, 277, 392.
5. *Tsap Y.T., Stepanov A.V., Kopylova Y.G., Khaneichuk O.V.* // *G&A*, 2020, 60, 446.
6. *Pant V., Van Doorsselaere T.* // *ApJ*, 2020, 899, id.1.
7. *Soler R., Terradas J., Oliver R., Ballester J.L.* // *ApJ*, 2017, 840, 20.

СТРУКТУРА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: МИЛЛИСЕКУНДНЫЕ СПАЙКИ И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ

Чариков Ю.Е.¹, Склярова 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*

X-RAY TIME STRUCTURE OF SOLAR FLARES: MILLISECONDS SPIKES AND QUASI PERIODIC PULSATIONS

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*

To search for HXR pulsations, we processed the BATSE/CGRO spectrometer data of high temporal resolution 0.016 s and 0.064 s. BATSE energy range is about 20 keV–1 MeV divided by 6 energy channels. For the M1.4 powerful solar flare SOL1991-12-25T12:54:15 the FFT and wavelet analysis show the presence of HXR pulsations of ~0.04 – 0.19 s. HXR-spikes were detected. The spike shape is practically triangular with FWHM about 100 ms. Simulations of kinetic models of electron transport with short pulses showed that when the duration of an individual spike is longer than ~ 80 ms, the smearing of pulses practically does not occur. Injection pulses shorter than 30–60 ms are not preserved even with a strongly anisotropic distribution of accelerated electrons and a small gradient of the magnetic field. In the isotropic case at the looptop, the decay phase of the X-ray spikes becomes longer compared to the rising phase which is not true for the anisotropic case. The pulse smearing effect is stronger for the softer energy spectra of accelerated electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-329-332

Введение

Чтобы определить возможный механизм ускорения заряженных частиц (электронов, в первую очередь) необходимо знание их характеристик – энергии, потока, энергетического спектра, распределения поpitch-углам, временной структуры, причем в процессе ускорения. Однако это невозможно для электронов в коронально-хромосферной плазме замкнутых конфигураций магнитного поля активных областей. Из наблюдений вспышечного излучения в широком диапазоне длин волн в предположении механизма излучения возможно определение характеристик ускоренных электронов в момент излучения, но не ускорения. То есть для решения исходной задачи необходимо моделирование процесса переноса электронов в плазме вспышечной петли. В данной статье основное внимание уделяется изучению сверхтонкой временной структуры жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек. Для анализа используется база данных спектрометра BATSE/CGRO [1] в диапазоне энергий

20 кэВ–1 МэВ, полученных с высоким временным разрешением 16 мс – 2.048 с.

Данные жесткого рентгеновского излучения. Вспышка GOES класса M1.4 SOL1991-12-25T12:54:15

Рассмотрим процесс поиска отдельных импульсов миллисекундной длительности жесткого рентгеновского излучения (спайков) на примере мощной вспышки класса M1.4 SOL1991-12-25T12:54:12. На рис. 1 представлены: временной профиль вспышки в двух энергетических диапазонах (слева), справа сверху – отсчёты для тех же каналов (25 и 57 кэВ) после вычитания тренда ($200 \cdot 0.016 = 3.2$ с), справа внизу – профили импульсов для спайков в моменты времени $t \sim 16$ с–17 с после срабатывания триггера в диапазоне энергий 24–28 кэВ и 57.6–60.0 кэВ.

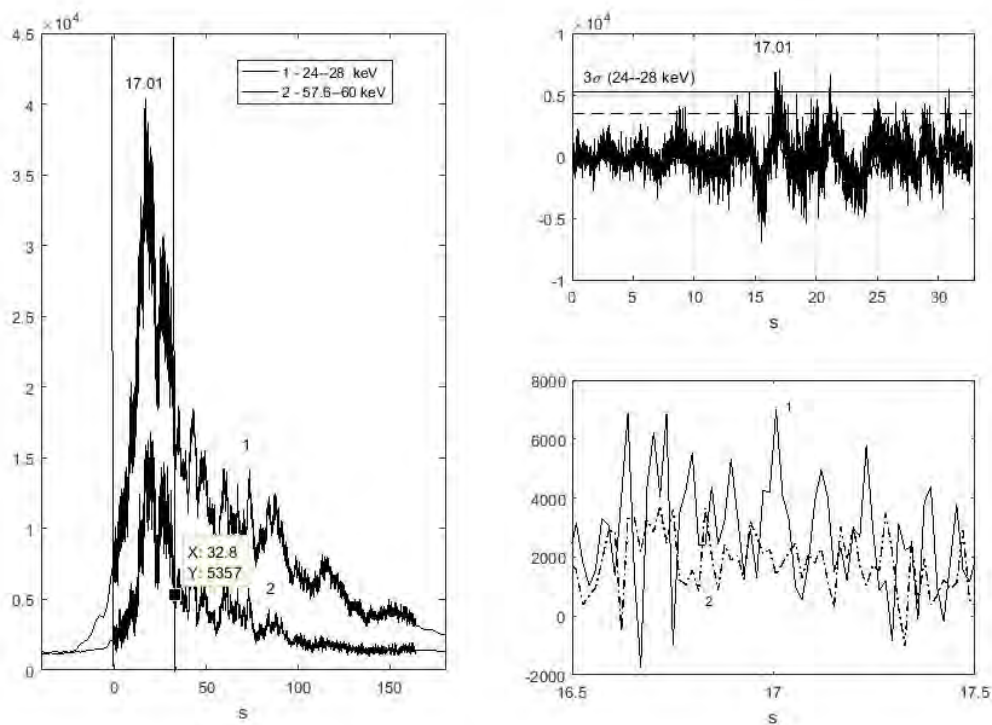


Рис. 1. Временные профили вспышки класса M1.4 SOL1991-12-25T12:54:15 в разных диапазонах энергий.

Временной интервал для анализа высокочастотной составляющей рентгеновского излучения выделен вертикальными прямыми на графике слева, т.е. соответствует пику скорости счета квантов. Из анализа высокочастотной составляющей рентгеновского ряда (справа сверху) следует наличие отдельных импульсов длительностью несколько секунд каждый в интервале времени от 10 с до 30 с после начала регистрации. Однако следует так же предположить и возможность наличия спайков, то есть субсекундной структуры в том же интервале времени. На рис. 1 справа внизу выделен фрагмент скорости счета квантов в узком временном

интервале 16.5 с – 17.5 с, т.е. длительностью 1000 мс. Временное разрешение составляло 16 мс. Особо отметим наличие многочисленных спайков треугольной формы, длительность которых меньше 100 мс в диапазоне энергий 24–28 кэВ и 57.6–60.0 кэВ.

Для этой же вспышки были определены периоды субсекундных пульсаций, полученных методом БПФ после вычитания низкочастотной составляющей. На рис. 2 изображены: вверху – отсчёты для каналов 24–28 кэВ и 57.6–60.0 кэВ после сглаживания ($20 \cdot 0.016 = 0.32\text{с}$), вычитания тренда и нормирования на дисперсию. Внизу – спектры мощности этих же рядов, полученные в результате Фурье-анализа, где обозначены гармоники, значимые на уровне 99% выше уровня красного шума по методу Монте-Карло.

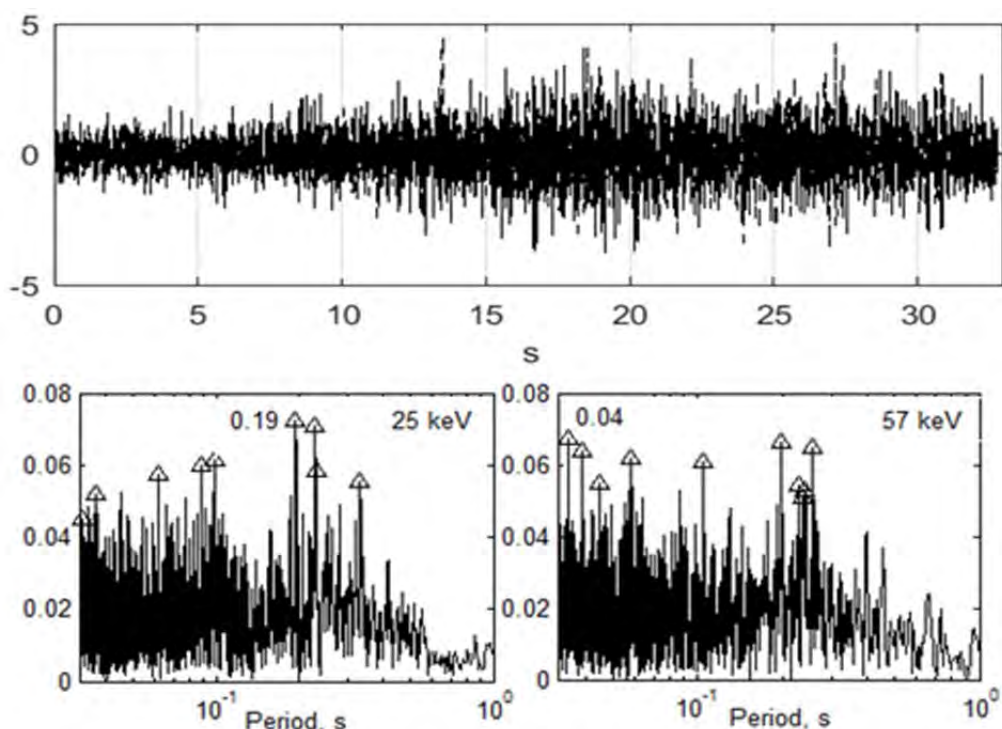


Рис. 2. БПФ преобразование высокочастотных рентгеновских рядов вспышки SOL1991-12-25T12:54:15

Спектры мощности свидетельствуют о наличии в этом временном интервале (0–30 с) высокочастотной компоненты с периодом 0.19 с и 0.04 с для энергий 25 кэВ и 57 кэВ.

Моделирование процесса генерации тонкой временной структуры жесткого рентгеновского излучения в плазме солнечных вспышек

Существенным для генерации тонкой временной структуры ЖР излучения является распределение концентрации плазмы в магнитной петле. Из результатов моделирования распространения ускоренных электронов на основе решения кинетического уравнения для ускоренных

электронов [2], которое учитывает неоднородность концентрации плазмы, магнитного поля, различную степень анизотропии источника электронов, прежде всего, отметим, что для всех рассмотренных параметров плазмы и пучка миллисекундная структура ЖР излучения из оснований петель (плотной плазмы с концентрацией не ниже 10^{12} см^{-3}) сохранялась для всего диапазона энергий квантов. При типичных концентрациях плазмы во вспышечных петлях в корональной части $< 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, миллисекундная структура сохраняется в излучении из вершины только при анизотропных источниках ускоренных электронов. Яркость вершины в этом случае, как правило, недостаточна для её наблюдения. В остальных случаях (изотропный источник электронов, более высокий градиент магнитного поля) излучение из вершины **не выявляет** миллисекундной структуры. Если же концентрация плазмы в вершине оказывается выше $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, то мс импульсы проявляют себя в ЖР излучении из **вершины** вспышечной петли. Таким образом, временной анализ с высоким пространственным и временным разрешением, при котором была бы возможность локализовать источник в вершине, позволяет независимо ограничить концентрацию плазмы снизу.

Литература

1. NASA database. Available at: <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse>.
2. *Shabalin A.N., Charikov Y.E., Globina V.I.* Subsecond X-ray spikes in solar flares: kinematics of acceleration and transport of accelerated electrons // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2020. Vol. 60, № 8.

ПРЕДВЕСТНИКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: НАБЛЮДЕНИЯ И ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н.

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

SOLAR FLARE PRECURSORS: OBSERVATIONS AND PHENOMENOLOGY

Charikov Yu.E., Shabalin A.N.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

Preflare activity such as transient brightenings before the main impulsive phase of a flare has long been considered a potential clue to an understanding of the physical conditions in the solar atmosphere that lead to an eruption. Early evidences of discrete SXR precursors were detected approximately 15–30 min before flares. Several studies have found preflare activity such as small X-ray and EUV brightenings at the onset of the filament's slow-rise. The filament activation was first observed beneath one anchored footpoint where a localized preflare X-ray brightening was reported to be temporally and spatially correlated with the onset of the filament slow-rise. It is not widely accepted that nonthermal particles are present in significant amounts prior to the impulsive phase of the flare. We analyzed the data obtained by RHESSI, TRACE, AIA, and Nobeyama observatory for the aim to find the flares in which nonthermal emissions during the preflare phase take place. The various magnetic configurations on the precursor stage are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-333-336

С развитием техники космического эксперимента и наземных наблюдений становится возможным детальное изучение малых потоков электромагнитного излучения с высоким временным и пространственным разрешением. Такая задача возникает при изучении предвспышечной стадии развития процесса, на которой особое место занимает вопрос о предвестниках, регистрируемых перед импульсной фазой вспышки. Актуальность подобного рода исследований определяется возможным влиянием процессов перестройки магнитных конфигураций, причинно связанных с последующим взрывным процессом выделения энергии, ускорением заряженных частиц, генерацией волн, нагрева плазмы, электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн.

Для начала напомним определение предвестника солнечной вспышки, данное нами ранее на основе статистической обработки около 700 вспышек, зарегистрированных на КА серии Прогноз, и приведенное в работе [1]. Предвестник вспышки – это кратковременное повышение электромагнитного излучения на часовой временной шкале перед импульсной фазой, причем величина потока не превышает 0.1 значения в пике импульсной фазы и происходящее в пределах одной активной области. Следует отме-

титель, что диапазон энергий, в котором регистрировались предвестники, простирался от оптического до мягкого рентгеновского излучения. Однако вопрос происхождения предвестников и особо их причинно-следственной связи со вспышками решен не был. В последние два десятилетия в наблюдениях был достигнут существенный прогресс, связанный с возможностью пространственной локализации источника излучения. Особенно это касалось измерений в УФ-диапазоне на спутниках TRACE и SDO/AIA, в рентгеновском диапазоне на спутниках RHESSI и Fermi, наземных наблюдений в радиодиапазоне на Nobeyama Radioheliograph, EOVSA и др.

Предвестники вспышек напрямую связаны с процессом потери устойчивости магнитной предвспышечной конфигурации. Вопрос о природе триггера этого процесса остается неясным, наиболее обсуждаемым в настоящее время. Общий, феноменологический подход заключается во взаимодействии магнитных полей, ранее существующего, глобального и возникающего менее масштабного магнитного поля. Наиболее обсуждаемыми моделями триггера в настоящее время являются модели пересоединения и неустойчивостей. В моделях пересоединения рассматривается *tether cutting* (внутреннее пересоединение) и *breakout* (внешнее) пересоединение, определяемые различной конфигурацией магнитного поля на предвспышечной стадии. В модели *tether cutting* предполагается существование двух биполярных аркад и пересоединение происходит при всплытии нового магнитного потока и пересоединения (внутреннего) с существующей конфигурацией поля. В модели *breakout* постулируется существование комплексной мультиполярной активной области с нулевыми точками, существующими выше замкнутой аркады с широким магнитным полем. Первоначальное пересоединение происходящее в области нулевых точек, приводит к уменьшению натяжения жгута и его движению. В модели *ideal instability* пересоединение в магнитном жгуте отсутствует. В качестве неустойчивостей магнитоплазменной конфигурации рассматриваются неустойчивость тора (*torus instability*) и изгибная (*kink*) неустойчивость, приводящие к эрупции магнитного жгута при достижении определенных критических условий.

Ярким примером триггера внутреннего пересоединения (*tether cutting*) является развитие вспышечной ситуации 22 июня 2015 г., начиная с 16:00 UT [2]. На рис. 1 показана эволюция мягкого рентгеновского излучения по данным GOES и УФ-излучения 94А, 171А, 304А и 1600А по данным SDO/AIA. Вспышка GOES класса M6.6 произошла в 17:35UT, отчетливый пик зарегистрирован на фазе роста до 18:00UT, широкий максимум сменился пологим уменьшением рентгеновского потока в течение нескольких часов. Первый пик P_1 на предвспышечной фазе в УФ диапазоне отсутствовал, в то время как второй пик P_2 отчетливо регистрировался в УФ диапазоне в линиях 171А, 304 и 1600А без смещения во времени и в линии 94А со значительным сдвигом по времени. На фазе спада УФ излучения 171А

видна значительная переменность, что не отмечено в излучении других УФ линий.

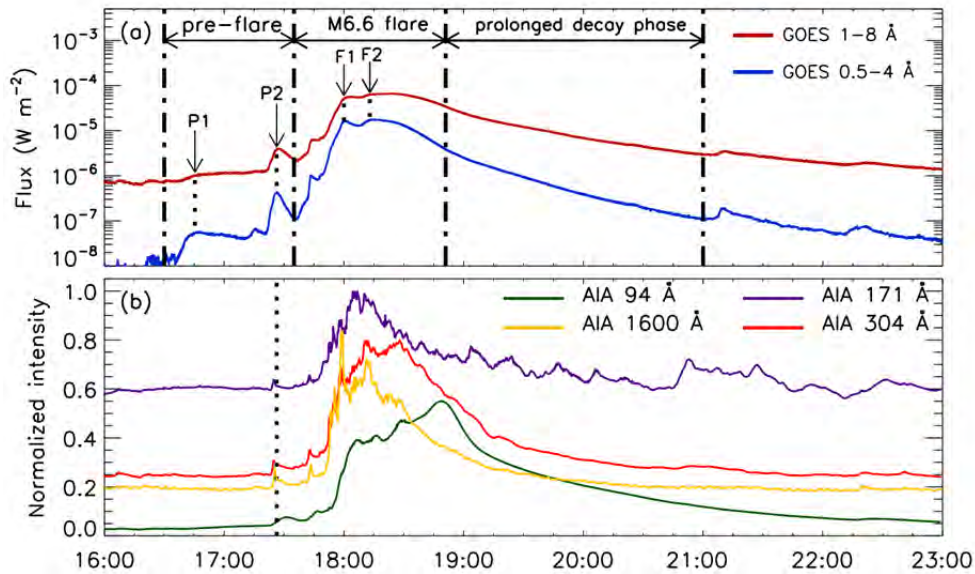


Рис. 1. Эволюция УФ и мягкого рентгеновского излучения вспышки 22 июня 2015 г. [2]

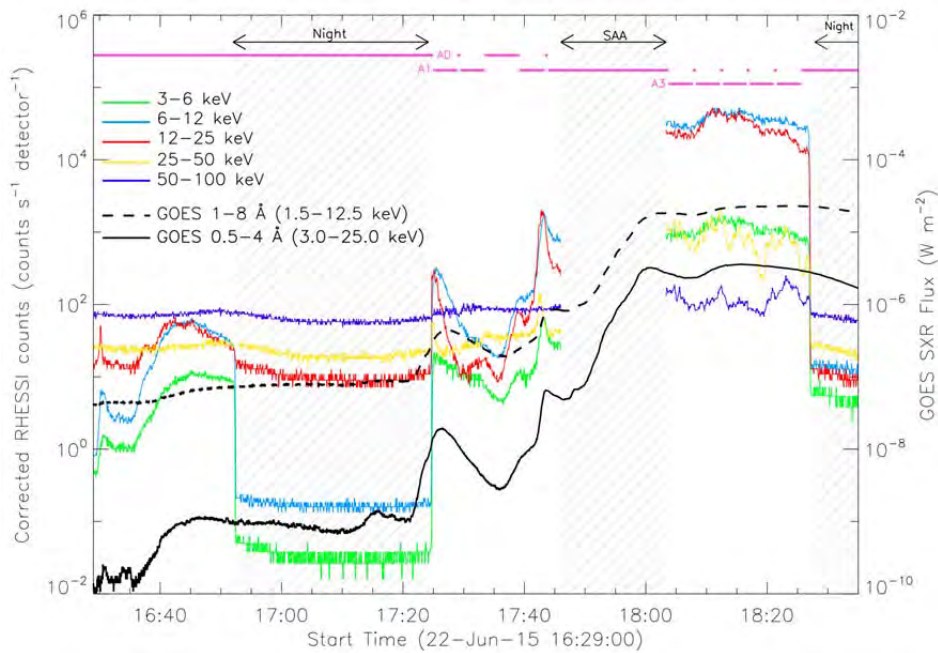


Рис. 2. Рентгеновское излучение RHESSI и GOES вспышки 22 июня 2015 г.

Данные измерений RHESSI в диапазоне энергий 3–100 кэВ на временном интервале 16:30–18:35UT приведены на рис. 2 [2]. Особо отметим, что в момент пика P_2 зарегистрировано повышение не только мягкого рентгеновского излучения, но и **жесткого, вплоть до энергий 25 кэВ – 50 кэВ**. То есть, на данной стадии происходил не только предвспышечный нагрев плазмы до нескольких МК, но и имело место ускорение заряженных

частиц. Заметим, что ранее обсуждались в основном предвестники в мягком рентгеновском диапазоне, природа которого квазитепловая.

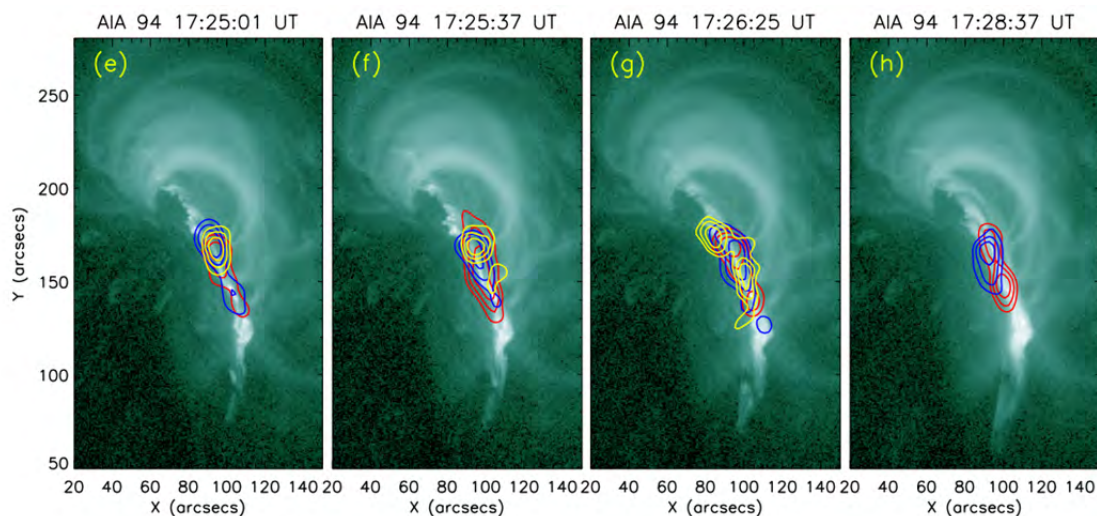


Рис. 3. УФ излучение в линии 94А и RHESSI контуры в диапазоне 5–10 кэВ (красные), 10–15 кэВ (синие) и 15–20 кэВ (желтые) для пика P_2 вспышки 22 июня 2015 г. [2]

Из рис. 3 следует, что в момент предвестника (пик P_2) рентгеновское излучение вплоть до 25 кэВ происходило из горячего канала, ассоциированного с магнитным жгутом, расположенным вдоль фотосферной нейтральной линии. Подъем магнитного жгута и его пересоединение с низко лежащими магнитными петлями является примером **триггера tether cutting**, что приводит к нагреву плазмы, ускорению частиц и излучению. Дальнейшая перестройка магнитной конфигурации связана с изменением режима всплытия жгута – от медленного на стадии предвестника со скоростью 14 км/с до быстрого с 109 км/с на начальной фазе вспышки.

Работа поддержана Грантом РФФ № 20-72-10158.

Литература

1. Фарафонов В.Г., кандидатская диссертация, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Ленинград, 1983.
2. Sahu S. et al. // ApJ, 2020, 897,157S

КИНЕТИКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ, СТАДИИ ПРЕДВЕСТНИКА

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.

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

ACCELERATED ELECTRON KINETICS AND HARD X-RAYS AT THE INITIAL STAGE OF THE SOLAR FLARE AND THE PRECURSOR STAGE

Shabalin A.N., Charikov Yu.E.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

In this work, we analyzed the possible mechanisms that could cause the appearance of an HXR source at the looptop in the first seconds of the flare development.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-337-340

В солнечных вспышках на ранней стадии, в первые секунды, часто наблюдается корональный источник в жестком рентгеновском (ЖР) излучении наравне с излучением из хромосферы. Например, в событии SOL2013-05-13T16:00 источник в вершине магнитной петли сравним с яркостью в основаниях, а в некоторые моменты времени поток излучения из вершины превышает яркость северного основания (рисунок 1).

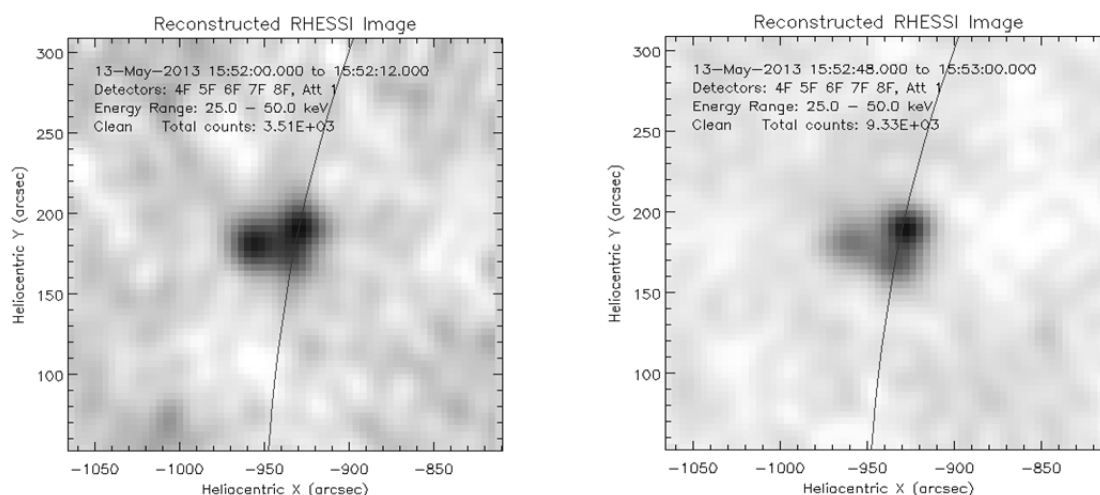


Рис. 1. Изображения RHESSI в диапазоне энергий 25–50 кэВ для двух моментов времени в начале развития вспышки SOL2013-05-13T16:00.

В данной работе были проанализированы возможные механизмы, которые могли бы обусловить появление ЖР источника в вершине в первые секунды развития вспышки. Поток тормозного ЖР излучения пропор-

ционален концентрации плазмы и ускоренных электронов [1]. Следовательно, в основе причин появления такого источника должны лежать механизмы, вызывающие захват и удержание ускоренных электронов в вершине и/или вызывающие достаточно быстрое увеличение концентрации плазмы. Среди рассмотренных механизмов: модель коллапсирующей ловушки, в которой в результате сжатия магнитной трубки в корональной части существенно увеличивается концентрация плазмы. “Коллапс” вызван изменением индукции магнитного поля в корональной части петли при её релаксации [2]. Рассмотрена модель, в которой в магнитной петле присутствуют ионно-звуковые фронты, возникающие при генерации ионно-звуковой турбулентности с уровнем $W^s/nk_B T_e = 10^{-4}$ на обратном токе в области сильного индукционного электрического поля, а также случай слабой однородно распределенной ионно-звуковой турбулентности с уровнем $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$. Также рассмотрена модель, в которой происходит увеличение концентрации плазмы в вершине петли за счет эффекта “испарения” хромосферной плазмы при ее нагреве пучками ускоренных электронов (рисунок 3).

Согласно рисунку 2 среди приведенных моделей при указанных параметрах наиболее эффективной с точки зрения яркости источника в вершине (до 80% от общей интенсивности) оказалась модель коллапсирующих ловушек. Источник электронов в данной модели представляет собой короткий 50 мс-ый импульс. Пик при $t \sim 2.5$ с является результатом захвата ускоренных электронов и их тормозного излучения, поток которого возрастает в результате увеличения концентрации плазмы при сжатии. Причем яркость источника в вершине по отношению к интегральному потоку выше на энергии 113 кэВ, чем на 29 кэВ, что связано с зависимостью кулоновских потерь от энергии электронов (рисунок 2).

Высокая относительная яркость вершины (30–50%) на энергиях 29 и 113 кэВ реализуется в модели с изначально высокой концентрацией плазмы в вершине $n_0^{LT} = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и с однородно распределенной ионно-звуковой турбулентностью с уровнем $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$. Ионно-звуковые фронты с шириной порядка 10% от длины петли и уровнем турбулентности $W^s/nk_B T_e = 10^{-4}$ с $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ обеспечили яркую вершину на уровне 5–15%, что сопоставимо с относительной яркостью в изотропной модели с $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Отметим, что результаты в этих моделях подобны только в рамках анализа относительной яркости ЖР источников без учета временной динамики, что видно на фазе спада на рисунке 2. Ионно-звуковые фронты существенно меняют энергетические спектры электронов и излучения и ряд других характеристик электронов и излучения.

На рисунке 3 приведена относительная яркость вершины в модели с учетом гидродинамического отклика плазмы на нагрев хромосферы

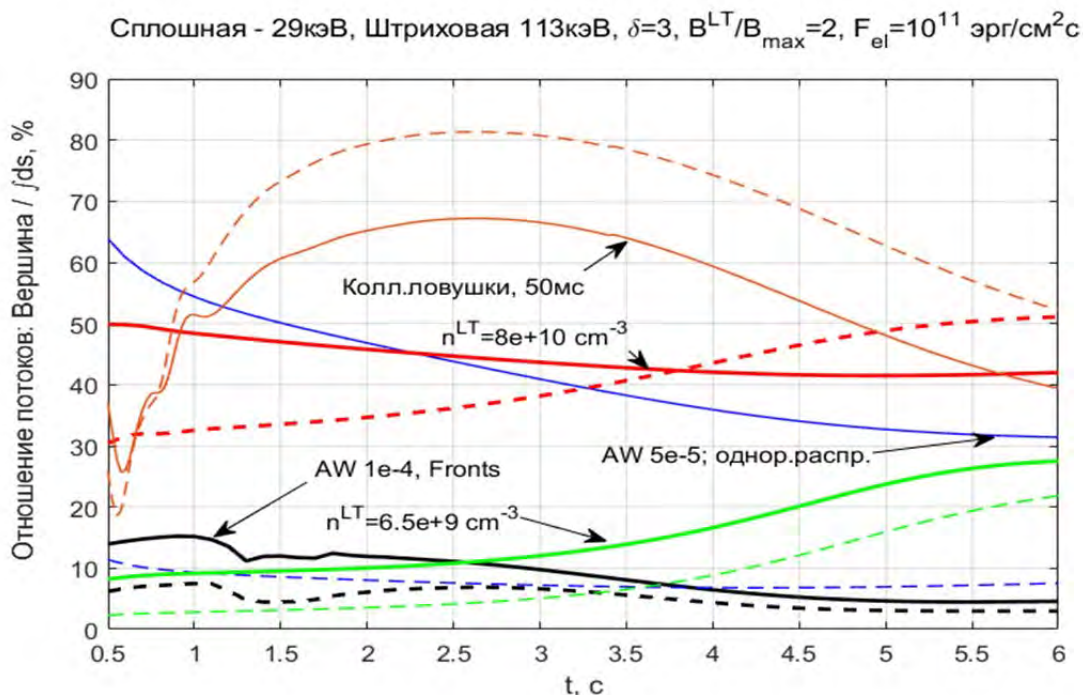


Рис. 2. Отношение потоков ЖР излучения в вершине петли (проинтегрировано по области в вершине $s = (-1.5 - +1.5) \cdot 10^9$ см, длина петли $6 \cdot 10^9$ см) к излучению от всей петли. Изотропный источник электронов.

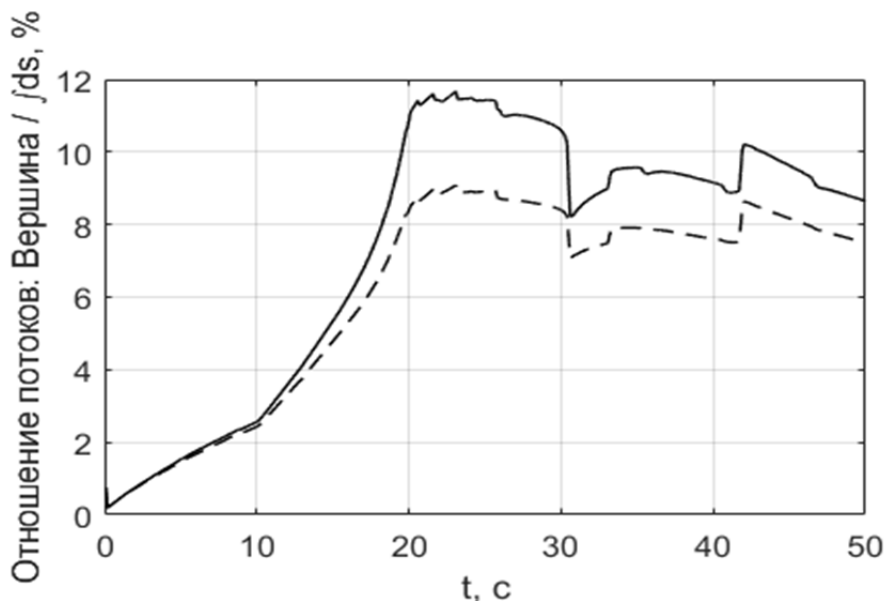


Рис. 3. Отношение потоков ЖР излучения в вершине петли к излучению от всей петли. Модель с учетом эффекта испарения. Рассчитана с использованием кода RADYN [3]. Изотропный источник электронов. Сплошная кривая 29 кэВ. Штриховая 113 кэВ.

ускоренными электронами в течение 20 с (треугольный импульс). Максимальная доля излучения вершины составила 12% от интегрального излучения. Начальная концентрация в вершине в данной модели $n_0^{LT} \sim 10^9$ см⁻³. Тепловой фронт с повышенной концентрацией в результате испарения нагреваемой плазмы из хромосферы не успевает достигнуть

вершины за первые десятки секунд и способствовать повышению рентгеновского потока. Таким образом, на начальной стадии доля вершины в общем потоке ЖР излучения не превышает 12%.

Из анализа моделей можно заключить, что яркую вершину в ЖР диапазоне на начальной стадии вспышки, может обеспечить либо резкое увеличение концентрации плазмы в процессе релаксации магнитных полей (модель коллапсирующей ловушки), либо механизм предварительного нагрева петель, который сопровождается ростом концентрации плазмы без ускорения электронов до энергий выше 20–30 кэВ, либо ионно-звуковая турбулентность область генерации которой занимает существенную долю корональной части магнитной петли.

Работа поддержана Грантом РФФ № 20-72-10158

Литература

1. *Bai T., Ramaty R.* // *Astrophys. J.* 1978. Т. 219. С. 705–726.
2. *Shabalin A.N., Charikov Y.E., Globina V.I.* // *Geomagn. Aeron.* 2020. Т. 60. № 8.
3. *Allred J.C., Kowalski A.F., Carlsson M.* // *The Astrophysical Journal.* 2015. Vol. 809, № 1. p. 104.

ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В МОДЕЛИ КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ЛОВУШЕК

Шабалин А.Н.¹, Чариков Ю.Е.¹, Шувалова В.И.²

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

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

SPECIFIC FEATURES OF X-RAY RADIATION OF SOLAR FLARES IN THE COLLAPSING TRAP MODEL

Shabalin A.N.¹, Charikov Yu.E.¹, Shuvalova V.I.²

¹*Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*

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

Changes in the magnetic field in the magnetic bundle lead to synchronous changes in the plasma density, loop cross-section, and loop length. As the magnetic field in the rope increases, the plasma density and hard X-ray flux of accelerated electrons from the looptop increase, and the geometric dimensions of the emitting region decrease. Thus, such dynamics of the magnetic fields during a flare should lead to a negative correlation between coronal HXR source volume and the HXR flux. To test this hypothesis, we analyzed the events, the coronal source of which is clearly distinguishable in the RHESSI images.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-341-344

Влияние быстрых магнитозвуковых волн на модуляцию распространения ускоренных электронов в магнитной ловушке ранее рассматривалось в работах [2, 4]. При изменении индукции магнитного поля в корональной части петли меняется концентрация плазмы в магнитной трубке, сечение и длина магнитной петли. Следовательно, при увеличении магнитного поля увеличивается концентрация плазмы и растёт поток жесткого рентгеновского (ЖР) излучения ускоренных электронов из источника в вершине петли. Вместе с этим происходит уменьшение геометрических размеров излучающей области. Таким образом, в случае подобной динамики магнитных полей во время вспышки разумно ожидать, что между геометрическими размерами ЖР источников в короне и потоком ЖР излучения из данных областей возникнет отрицательная корреляция. Для проверки данной гипотезы были проанализированы вспышечные события, корональный источник которых четко различим на изображениях RHESSI [3] в течение достаточно длительного времени. Анализировались изображения с экспозицией 4 с методом Clean. Для вычисления площади источника использовались контурные линии 50% потока. Поток ЖР излучения в каналах 6–12, 12–25, 25–50, 50–100, 18–36 кэВ сравнивался с площадью соответствующих источников. Результаты анализа представлены в таблице 1. В третьей колонке даны значения коэффициента корреляции с уровнем значимости 0.05. Обозначения в

скобках r95, r99, w95 означают, что достоверность обнаруженных периодов соответствует уровням красного шума 95 и 99%, белого шума 95%. Одним цветом помечены близкие периоды, обнаруженные как в вариациях площади источника, так и потоке ЖР излучения. Сокращения: GWS – Global Wavelet Spectrum, FFT – Fast Fourier Transform. Методика обработки данных приведена в работе [1].

Таблица 1.

| | Канал, кэВ | Кэфф. корреляции | Периоды Площадь ист-ника GWS | Периоды Площадь источника FFT | Периоды (поток ЖР излучения) GWS | Периоды (поток ЖР излучения) FFT |
|---------------------------------|------------|------------------|---------------------------------------|--|---|---|
| Вспышка 10-09-2017 T15:35 | 6-12 | - | 9.8 (w95) | 8.1, 8.7, 10.6, 17.5, 21.1, 28.4, 29.2, 30.1, 36.6 (r95), 41 (r99) | 16, 27.8 | 9, 16, 27, 33 |
| | 12-25 | -0,40 | 13.9 (r95, w95) | 8.8, 18 (r95) | 16.5 (r99, w95), 33 (r95) | 29.3 (r99) |
| | 25-50 | -0,53 | 27.8 (r95, w95) | 8, 16 (r99), 14, 25-27, 33, 35.3, 40.2 (r95) | 39.3 (r99, w95) | 44.5 (r99), 29.2, 39.4 (r95) |
| | 50-100 | -0,15 | 16.5 (r95, w95), 33.6 (r95) | 16.8 (r99), 32 (r95) | 27.8 (r95, w95) | 24.4 (r99) |
| Вспышка 15-05-2013 T01:20 | 12-25 | -0.54 | 49.1 (r99, w95) | 42, 45.7 (r99), 50 (r95) | 70 (w95) | - |
| Вспышка 02-03-2015 T15:16 | 12-25 | -0.29 | 19.7 (r99, w95) | 20.5 (r99), 8.3, 8.7, 11.6, 24.7 (r95) | 33 (w95) | - |
| | 25-50 | - | - | - | 33 (r95, w95) | - |
| Вспышка 16-10-2014 | 12-25 | -0,73 | 9.8 (w95) | 9.8 (r95) | 33 (w95) | 32 (r95) |

| | | | | | | |
|--|-------|-------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------|--------------------------------|
| T13:01 | | | | | | |
| | 25-50 | +0,37 | - | - | 46.8 (r95, w95) | 51.2 (r99) |
| Вспышка 04-08-2002 T09:30 | 12-25 | - | - | 8.1, 9.4, 10.4, 15.7 (r95) | 11.7 (w95) | 12.5 (r95) |
| | 25-50 | -0,71 | 19.7 (w95) | 20.5 (r95) | - | - |
| Вспышка 13-05-2013 T15:51 | 12-25 | -0,72 | 19.7 (r99, w95), 47 (r95, w95) | 8.8, 19.3, 25, 49 (r95) | 47 (r99, w95) | 43 (r99), 20.5, 30, 51.2 (r95) |
| Вспышка 28-08-2002 T18:54 | 12-25 | - | 13.9 (r99, w95) | 13.8 (r95), 14.4 (r99) | 33 (r99, w95) | 33 (r99), 37 (r95) |
| | 25-50 | - | 19.7 (r95, w95) | - | 33 (r99, w95) | - |
| Вспышка 22-10-2003 T20:00 | 12-25 | -0,5 | 14 (r95, w95), 39 (r95) | 27, 37 (r95) | 14, 23 (r95, w95) | 8.5 (r95) |
| | 25-50 | +0,3 | 9.8 (w95, r95), 23.4 (r95) | 9.4, 9.8 (r99), 10.3, 25 (r95) | 9.8 (w95), 23 (r95) | 9.5, 25 (r95) |
| Вспышка 06-08-2012 T04:35 | 18-36 | -0,47 | - | - | - | - |

Результаты анализа

Согласно таблице 1 в восьми из девяти проанализированных событий наблюдалась отрицательная корреляция между геометрическими размерами ЖР источников в короне и потоком ЖР излучения из данных областей хотя бы в одном канале энергии. В двух событиях в разных каналах отличался знак корреляции, отрицательный в диапазоне 12–25 кэВ и положительный в 25–50 кэВ. Сходные по величине периоды в вариациях потока ЖР излучения и площадей источников наблюдались в четырех

событиях из девяти. В остальных событиях либо периодичность в данных не была обнаружена (в потоке и/или площади), либо обнаруженные периоды в потоках и площадях существенно не совпадали. По результатам анализа можно утверждать, что, в рамках представленной выборки событий, отрицательная корреляция между потоком и площадью источника наблюдается относительно часто. Однако, существуют исключения, которые могут быть связаны как с ошибочностью гипотезы в конкретном случае, так и с неучетом сложности реальной конфигурации большого числа магнитных структур. “Возгорание” магнитных структур вспышечной аркады происходит не одномоментно, фазы колебаний смешиваются, в результате чего существенный вклад в яркость коронального источника может дать одиночная магнитная структура, активная в данный момент времени, а вклад в площадь источника могут дать магнитные петли, инжекция ускоренных электронов в которые произошла ранее. Косвенную оценку такого “смещения” можно получить при помощи моделирования набора последовательно коллапсирующих магнитных структур. Подобное моделирование было выполнено в работе [4]. Основной вклад в объем (площадь) наблюдаемого источника дает сечение магнитных петель, вариации которого обратно пропорциональны изменению магнитного поля. Вариация магнитного поля в одиночной структуре задавалась на уровне ~6-10% в вершине (после первого сильного “коллапса”). При усреднении по множеству подобных структур, вовлечение которых во вспышку производилось последовательно с интервалом 1с, результирующие вариации магнитного поля после первого коллапса снижались до 2-3%. Изменения площади источника с точностью на уровне 1-5% является сложной и неоднозначной наблюдательной задачей.

Литература

1. *Globina V.I. et al.* // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2019. Vol. 59, № 7. P. 890–897.
2. *Filatov L. V., Melnikov V.F., Gorbikov S.P.* // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013. Vol. 53, № 8. P. 1007–1012.
3. *Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J., et al.* // *Solar Physics*. 2002. Vol. 210, № 1/2. P. 3–32.
4. *Shabalin A.N., Charikov Y.E., Globina V.I.* // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2020. Vol. 60, № 8.

**ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
NUV297-330NM И ПРИПОВЕРХНОСТНОГО АТМОСФЕРНОГО
ДАВЛЕНИЯ (АНТАРКТИДА-АРКТИКА)**

Шаповалов С.Н., Афанасьев А.В., Юдин Г.В.

ГНЦ РФ Арктический и антарктический НИИ, Санкт-Петербург, Россия

**TEMPORAL COHERENCE OF SOLAR RADIATION NUV297-330NM
AND NEAR-SURFACE ATMOSPHERIC PRESSURE
(ANTARCTICA-ARCTIC)**

Shapovalov S.N., Afanasyev A.V., Yudin G.V.

Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia

The results of Fourier analysis of solar radiation NUV297-330nm and near-surface atmospheric pressure (hPa) at the Novolazarevskaya weather station (Antarctica) at the solstice 21.12. (2008–2019) are presented. Significant ($t > t_{crit}$) harmonics forming the dominant group of ~5–7min are obtained. The final result is a periodogram of the square of coherence int297-330nm/hPa, indicating the influence of solar oscillations ~3.3 mHz on the time characteristics of the surface baric field. The results of testing observations NUV297-330nm at the solstice of 21.06.2018 on the NIS "Ice base Cape Baranova" (arch.Northern Land). The spectrum of "five-minute" oscillations identical to the Antarctic one is revealed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-345-348

Введение

Поиск механизма воздействия факторов солнечной активности (СА) на параметры нижней атмосферы является фундаментальной задачей в проблеме изменения климата Земли. Результаты наблюдений солнечной УФ-радиации на ст. Новолазаревская в 24-ом цикле СА показали, что в механизме "Солнце-нижняя атмосфера" проявляется частотный спектр солнечных осцилляций с максимумом в области "пятиминутных колебаний" [1, 2]. Влияние этого фактора на показатели фотопроцессов до настоящего времени неизвестно, как и влияние на основные метеорологические параметры. В настоящей работе приведены результаты построения структуры спектров мелкомасштабных флуктуаций светимости диапазона NUV297-330nm [3, 4], полученных по данным спектральных измерений int297-330nm с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048, и физически значимого показателя приземной атмосферы – приповерхностного атмосферного давления (hPa), регистрируемого на метеостанции "Новолазаревская".

Результаты

Анализ данных включал обработку значений $\text{int}297\text{-}330\text{nm}$ и hPa по данным наблюдений в солнцестояния 21.12.2008 г. – 21.12.2019 г. Исходные значения дифференцировались с шагом 1 для устранения суточной и посуточной гармоник, снижающих амплитуду спектральной плотности высокочастотных флуктуаций. Для определения частот с большими спектральными плотностями ряды сглаживались фильтром "окно Хемминга", а для устранения случайных шумов, влияющих на периодические циклы в периодограммах, проводилось косинус-сглаживание. Далее выполнялось преобразование в ряды Фурье, построение спектров и сравнение периодограмм. На рис. 1 представлено сравнение периодограмм $\text{int}297\text{-}330\text{nm}$ и hPa по данным измерений в солнцестояние 21.12.2015 г.

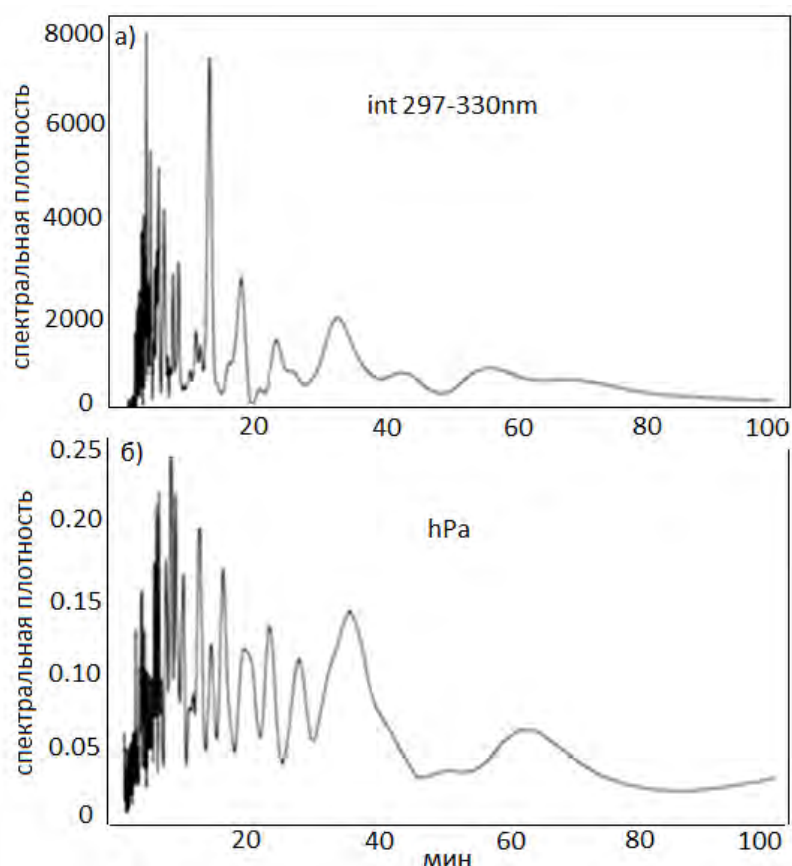


Рис. 1(а,б). Сравнение периодограмм $\text{int}297\text{-}330\text{nm}$ (AvaSpec-2048) и приповерхностного атмосферного давления (hPa) на метеостанции "Новолазаревская" по данным наблюдений 21.12.2015 г.

На графиках видно, что основная группа гармоник локализуется в интервале $\sim 4\text{--}7$ мин, образуя доминирующую группу в структуре спектра. При изучении общих характеристик временных рядов $\text{int}297\text{-}330\text{nm}$ и hPa использовалось понятие кросс-спектра, включающее кросс-периодограмму, кросс-амплитуду, фазу и квадрат когерентности (C_{xy}):

$$C_{xy}(t) = \frac{|A_{xy}(t)|}{G_x(t)G_y(t)} \quad (1)$$

где A_{xy} – кросс-амплитуда, G_x и G_y – уравнения гармоник

На рис. 2 представлены графики квадрата когерентности int297-330nm и hPa, полученные по данным наблюдений 21.12.2008 г. – 21.12.2019 г.

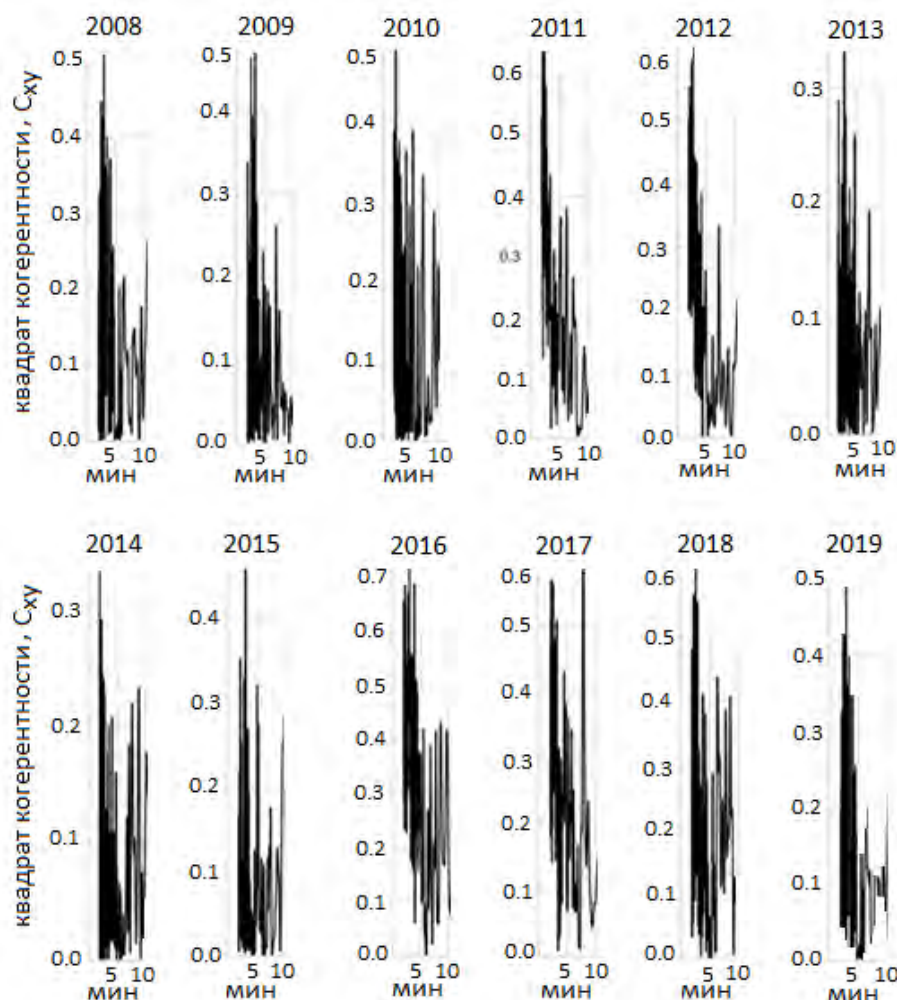


Рис. 2. Основная группа гармоник квадрата когерентности int297-330nm и приповерхностного атмосферного давления (hPa) на метеостанции "Новолазаревская" в даты солнцестояний 21.12. (2008 г. – 2018 г.)

На рисунке видно, что картина "пятиминутной группы" сохраняется на протяжении всего 24-го цикла СА. Во всех периодограммах выделяется группа со значимыми ($t > t_{\text{крит}}$) гармониками ~4–7мин, что практически тождественно максимуму амплитуды в частотном спектре солнечных осцилляций (3.3 mHz). Также видно, что амплитуда группы превышает соседнюю группу ~10 мин независимо от стадии СА. При этом следует отметить, что минимальные значения квадрата когерентности (C_{xy}) соответствуют максимуму СА (0.35 – 2013 г., 0.35 – 2014 г. и 0.45 – 2015 г.). Снижение C_{xy} объясняется увеличением шума, т.е. в нашем исследовании это

максимум SA, заглушающий эффекты солнечных осцилляций в нижней атмосфере.

Апробация спектральных наблюдений NUV297-400nm на арх. Северная Земля в 2018 г. Программа спектральных наблюдений NUV297-330nm на арх. Северная Земля (НИС "Ледовая база Мыс Баранова") выполняется с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048. Задача первого этапа заключалась в корректировке методики наблюдений int297-300nm, т.к. оптические характеристики атмосферы в высоких широтах Арктики отличаются от характеристик атмосферы Антарктики по содержанию аэрозолей, влажности, радиационному балансу, рассеиванию, экстинкции и др. В результате измерений int297-330nm в солнцестояние 21.06.2018 г. установлена группа "пятиминутных" гармоник, идентичная на рис. 1.

Заключение

Соответствие периодограмм int297-330nm и приповерхностного давления (hPa) свидетельствует о влиянии "пятиминутных" колебаний на пространственно-временной режим приземного барического поля. В этой связи следует ожидать зависимость процессов фотодиссоциации в тропосфере и фотосинтеза в биосфере от частотного спектра солнечных осцилляций. Эффективным способом исследования установленных зависимостей, изучения их роли в механизме солнечно-земных связей является проведение мониторинга светимости UVB(280-315nm)-UVA(315-400nm) на период 25-го цикла SA [4].

Авторы выражают глубокую благодарность начальнику Высокоширотной арктической экспедиции В.Т. Соколову и начальнику Российской антарктической экспедиции А.В. Клепикову за помощь в организации наблюдений.

Литература

1. Шаповалов С.Н. Спектральные исследования флуктуаций UV-радиации в зените атмосферы: связи с показателями верхней атмосферы и солнечными факторами (Антарктида) / Восьмая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». 4–8 февраля 2013, ИКИ РАН, Москва. С. 150.
2. Шаповалов С.Н., О.А. Трошичев, А.М. Безгрешнов. «Колебания Солнца» в диапазоне 297-330nm по данным наземных спектральных наблюдений на ст. Новолазаревская (Антарктида) / Одиннадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». 15–19 февраля 2016, ИКИ РАН, Москва. С. 198.
3. Шаповалов С.Н., И.В. Иванов, Г.В. Юдин, А.В. Афанасьев. Наблюдения солнечного УФ-излучения в 24-ом цикле солнечной активности на ст. Новолазаревская (Антарктида) / Международная научная конференция «Комплексные исследования природной среды Арктики и Антарктики». Санкт-Петербург, 2 – 4 марта 2020 г. С. 198-199.
4. <http://www.aari.ru/main.php?lg=0&id=421>.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГАРМОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЮПИТЕРА В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Шапошников В.Е.¹, Зайцев В.В.¹, Симонова Т.В.²

¹*Институт прикладной физики, Нижний Новгород, Россия*

²*Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия*

INTERPRETATION OF HARMONIC STRUCTURE IN JOVIAN DECAMETRIC RADIATION

Shaposhnikov V.E.¹, Zaitsev V.V.¹, Simonova T.V.²

¹*Institute of applied physics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia*

Possible interpretation of the observed harmonic structure in Jovian decametric radiation is considered. The interpretation is based on the effect of double plasma resonance (DPR) on ion cyclotron harmonics. According to the proposed model, in the upper ionosphere of Jupiter in those regions of an extended source where the DPR condition with one of the harmonics of the ion cyclotron frequency is satisfied, ion cyclotron waves are effectively excited at the frequency of the lower hybrid resonance. The observed electromagnetic radiation with a quasi-harmonic structure arises due to the scattering of ionic cyclotron waves by suprathermal electrons. Based on the VIP4 magnetic field model, the longitudes at which the source of the discussed burst of radiation can be located are determined. Estimates of the plasma density and its height distribution in the source are obtained.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-349-352

На динамических спектрах Ио-связанного декаметрового радиоизлучения наблюдалась структура, пример которой приведен на рис. 1, в форме квази-эквидистантных полос повышенной и пониженной яркости, дрейфующих синхронно во времени [1]. Эта структура очень похожа на структуру, обнаруженную в спектре широкополосного километрового радиоизлучения Юпитера (бКОМ) во время полета КА «Кассини» [2], и на «зебра структуру» (ЗР) в солнечном радиоизлучении (см., например, [3] и приведенную там литературу).

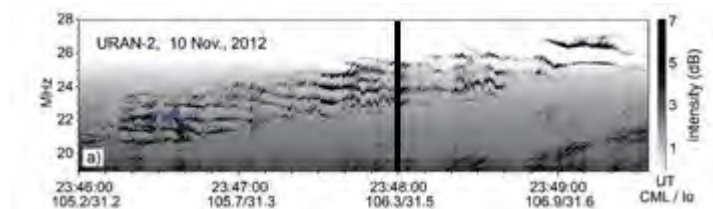


Рис. 1.

Однако в рамках электронного циклотронного мазера получить излучение с квазигармонической структурой типа «зебра» не представляется возможным.

Общепринято, что декаметровое радиоизлучение Юпитера генерируется благодаря электронному циклотронному мазеру на частотах вблизи локальной циклотронной частоты электронов.

Теоретические работы, в которых обсуждается происхождение «зебра структуры», в основном относятся к солнечному радиоизлучению. Наиболее развитая теория происхождения «зебра структуры» в солнечном радиоизлучении основана на эффекте двойного плазменного резонанса (DPR) на гармониках электронной циклотронной частоты. В физике плазмы двойным плазменным резонансом на электронных циклотронных гармониках называется совпадение частоты верхнего гибридного резонанса $f_{UH} = \sqrt{f_{Be}^2 + f_{Le}^2}$ с одной из гармоник электронной циклотронной частоты sf_B . Здесь f_{Le} и f_{Be} – ленгмюровская и циклотронная частота электронов, соответственно, s – номер циклотронной гармоники. Однако привлечение этого эффекта для объяснения «зебра структуры» в декаметровом излучении Юпитера не представляется возможным. Для реализации эффекта DPR на электронных циклотронных гармониках необходимо, чтобы электронная ленгмюровская частота существенно превышала электронную циклотронную частоту, $f_{Le} \gg f_{Be}$. В большей части магнитосферы Юпитера, в том числе и области генерации декаметрового радиоизлучения с «зебра структурой», это условие не выполняется. Здесь справедливо обратное неравенство $f_{Le} \ll f_{Be}$.

В работе [4] для формирования «зебра структуры» в километровом радиоизлучении Юпитера, в источнике которого также выполняется условие $f_{Le} \ll f_{Be}$, был предложен эффект двойного плазменного резонанса на ионных циклотронных гармониках. Двойным плазменным резонансом на ионных циклотронных гармониках называется совпадение частоты нижнего гибридного резонанса с одной из гармоник ионной циклотронной частоты. В случае, когда $f_{Le}^2 \ll f_{Be}^2$ и $f_{pi}^2 \gg f_{Bi}^2$ условие двойного плазменного резонанса на ионных циклотронных гармониках принимает вид $f_{pi} \approx sf_{Bi}$ [4]. Эффект DPR заключается в эффективном возбуждении за счет циклотронной неустойчивости (инкремент возрастает примерно на один-два порядка) ионных циклотронных волн, распространяющихся почти поперек магнитного поля. Возрастание инкремента происходит в узком интервале частот $\Delta f \ll f$, расположенным над частотой циклотронной гармоники $sf_{Bi} \approx f_{pi}$ [5]. Конверсия возбужденных ионных циклотронных волн в быстрые необыкновенные волны (декаметровое радиоизлучение Юпитера соответствует необыкновенной моде) происходит при рассеянии на потоках надтепловых электронных с энергиями ≥ 20 кэВ. Заметим, что при рассеянии не происходит заметного уширения «зебра» полос. В выходящем из области источника излучения будут преобладать электромагнитные волны, соответствующие необыкновенной моде, с частотами в узком интервале частот вблизи локальной электронной циклотронной частоты, $f \approx f_{Be} + f_{Le}^2/f_{Be}$ [5]. Обсуждаемый нами всплеск относится к Ио-связанному излучению. Источник этого всплеска излучения, располагается в на L-оболочках магнитного поля, проходящих через спутник Ио. Для опреде-

ленности мы приняли $L = 6$. В качестве модели магнитного поля мы взяли модель VIP4 [6]. Интервал частот, в котором наблюдалось излучение с зебра-структурой в момент времени, отмеченный вертикальной линией на рис. 1, составляет примерно $\approx 23 - 25$ МГц и соответствует интервалу локальных электронных циклотронных частот вблизи «поверхности» планеты (уровень, где давление равно 1 бар). Точное значение долготы источника неизвестно. Источник может располагаться на магнитных силовых линиях, проходящих через спутник Ио, а также на силовых линиях, проходящих через след спутника на орбите, протяженность которого может достигать 100° по долготе. Принимая во внимание особенности диаграммы направленности источника и величину магнитного поля вдоль следа Ио вблизи «поверхности» планеты, что источник располагается вблизи долготы (магнитная долгота) $\lambda_s \approx 195^\circ$.

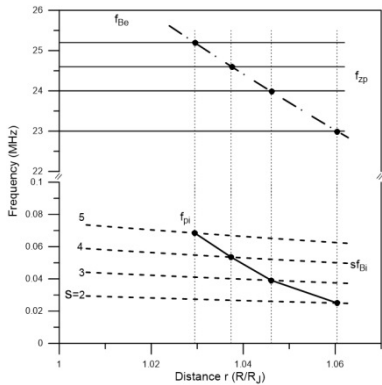


Рис. 2.

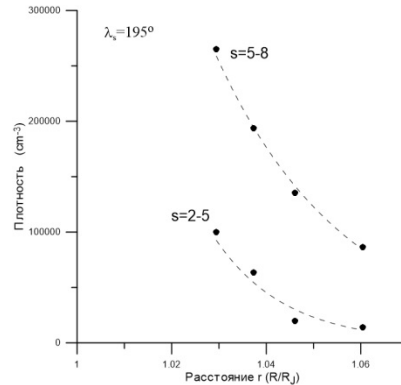


Рис. 3.

На рисунке 2 приведен пример схемы генерации излучения с «зебра» структурой в предположении, что источник располагается вдоль силовых линий на долготе $\lambda_s = 195^\circ$, а номера гармоник ионной циклотронной частоты s изменяются от 2 до 5. На рисунке штрих-пунктирной и пунктирными линиями представлена зависимость, соответственно, электронной циклотронной частоты f_{Be} и гармоник ионной циклотронной частоты sf_{Bi} от расстояния $r = R/R_J$ (R_J – радиус Юпитера) от центра планеты вдоль активной магнитной трубки. Горизонтальными линиями в верхней части рисунка отмечены наблюдаемые частоты (f_{zp}) эмиссионных полос «зебра» структуры. Поскольку ожидаемые частоты «зебра структуры» в предлагаемой модели мало отличаются от локальной электронной циклотронной, то точки пересечения горизонтальных линий f_{zp} со штрихпунктирной линией f_{Be} указывают положения областей двойного плазменного резонанса в активной магнитной силовой трубке. Пересечения точечных вертикальных прямых с пунктирными линиями sf_{Bi} определяют частоты ионных циклотронных гармоник и локальную плазменную ионную частоту f_{pi} в областях двойного плазменного резонанса. В случае $s = 2 - 5$ распределение

плотности плазмы вдоль активной магнитной трубки, расположенной на долготе $\lambda_s = 195^\circ$, показано на рисунке 3. Точками отмечены значения плотности плазмы, полученные благодаря нашей модели. Нижняя граница источника располагается на высоте $h \approx 2100 \text{ km}$, где концентрация плазмы примерно равна 10^5 см^{-3} . Пунктирной линией показана аппроксимирующая кривая $\propto \exp(-\frac{rR_J}{H})$ с масштабом высоты $H \approx 1000 \text{ km}$.

В предлагаемой схеме генерации номер ионных циклотронных гармоник, на которых происходит ДПР являются свободным параметром. На рисунке 3 приведено распределение плазмы также для случая, когда в формировании всплеска участвуют ионные циклотронные гармоники с номерами $s = 5 - 8$. Из рисунка видно, что для реализации двойного плазменного резонанса на более высоких гармониках, плотность плазмы в источнике должна быть выше: для $s = 5 - 8$ плотность плазмы на высоте $h \approx 2100 \text{ km}$ должна достигать величины $\approx 2,7 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Для $s = 5 - 8$ пунктирной линией показана аппроксимирующая кривая $\propto \exp(-\frac{rR_J}{H})$ с масштабом высоты $H \approx 2000 \text{ km}$.

В нашей работе на основе эффекта ДПР на ионных циклотронных гармониках предложена схема генерации декаметрового излучения Юпитера с тонкой частотной структурой в виде квазигармонических полос излучения. Как это следует из предложенной схемы, источники располагаются в верхней ионосфере, нижняя граница источника находится на высоте $\approx 2100 \text{ км}$ над «поверхностью» планеты. Концентрация плазмы на этих высотах составляет $\approx (1 - 3) \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ и уменьшается с высотой с характерным масштабом приблизительно равным $1000 - 2000 \text{ км}$. Полученные величины достаточно хорошо согласуются с данными измерения ионосферной плазмы, полученными на КА “Voyager 2” и “Galileo” [7, 8].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №20-12-00268).

Литература

1. Panchenko, M., et al. // *Astron. Astrophys.*, 2018, 610, id.A69, doi:10.1051/0004-6361/201731369
2. Kurth, W.S., et al. // 2001. in *Planetary Radio Emission V*, eds. H.O. Rucker, M.L. Kaiser, and Y. Leblanc, pp. 15–32, Austrian Academy of Sciences Press, Graz.
3. Chernov, G.P. // *Space Sci. Rev.*, 2006, 127, 195–326, doi:10.1007/s11214-006-9141-7.
4. Zlotnik, E.Ya., Shaposhnikov, V.E., Zaitsev, V.V. // *J. Geophys. Res.*, 2016, 121, 5307-5318, doi:10.1002/2016JA022655.
5. Shaposhnikov, V.E., Zaitsev, V.V., Litvinenko, G.V. // *J. Geophys. Res.*, 2018, 123, 9395–9405, doi: 10.1029/2018JA026064.
6. Connerney, J.E.P. et al. // *J. Geophys. Res.*, 1998, 103, A6, 11929-11940.
7. Hinson, D.P. et al. // *Geophys. Res. Lett.*, 1997, 24, 2107-2110.
8. Hinson, D.P., Tvicken J.D. and Karayel E.T. // *J. Geophys. Res.*, 1998, 103, 9505-9520.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ В 23–24 ЦИКЛАХ

Шаховская А.Н.¹, Григорьева И.Ю.²

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

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

STATISTIC STUDY OF SOLAR FLARES IN SOFT X-RAY EMISSION 23–24 CYCLES

Shakhovskaya A.N.¹, Grigoryeva I.Yu.²

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

²*Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St. Petersburg, Russia*

Statistic study of SXR flares of the 23rd and 24th cycle using data of GOES satellites was carried out. Following flare parameters were considered as magnitude, duration, emission measure, temperature and delay of the peak emission measure relative to the peak temperature. Scattering diagrams of these values relative duration of flares were constructed and their possible physical meaning were discussed. Negative and positive extreme values of the delay in some flares is unexpected result and these flares deserve a special study.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-353-356

В предыдущих работах авторы исследовали зависимость максимального потока мягкого рентгеновского (SXR) излучения от длительности вспышек [1]. Проанализировав максимальную мощность и длительность выбранных SXR LDE-вспышек, мы нашли, что явной корреляции между этими величинами нет, но можно ввести ограничение на максимальную мощность в зависимости от длительности. В настоящей работе мы проверили наш результат на более обширном материале, включая вспышки любой длительности и исследуя характеристики SXR излучения, такие как температура (Т) и мера эмиссии (ЕМ) вспышечной плазмы. Для нашего исследования мы выбрали SXR вспышки, наблюдавшиеся спутниками GOES с 2002 по 2019 год балла C5 и выше. В открытой базе данных <https://github.com/vsadykov/TEBBS> [2] таких событий оказалось 5258 за этот период, для них указаны следующие величины: длительность, ЕМ, Т и задержка максимума ЕМ относительно максимума Т, пример алгоритма вычислений описан в работе [3]. Мы использовали максимальные значения потока, ЕМ и Т. Интенсивность SXR излучения, зарегистрированного GOES является произведением функции от Т на ЕМ, считая что вся вспышечная плазма находится при температуре Т (одно-температурное приближение). Для исследования более тонких эффектов необходимо учитывать дифференциальную ЕМ. Это является основанием для отдельного исследования эффектов, зависящих от Т и ЕМ.

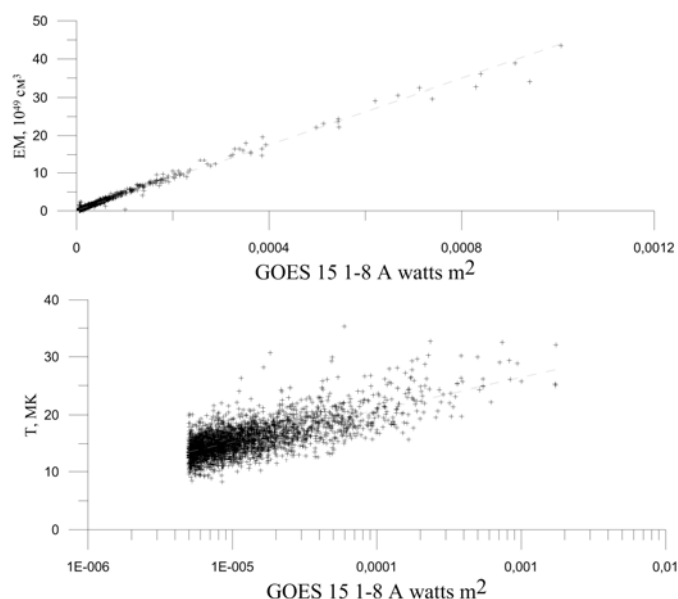


Рис. 1. Диаграмма рассеяния максимальной мощности потока SXR излучения (Ватт/м²) во вспышках по данным GOES (канал 1–8Å) в 2002–2017 гг. *Вверху*: относительно максимальной EM(10⁴⁹/см³), *внизу* – максимальной T(MK). Пунктирные линии серого цвета – корреляционные зависимости.

На рисунке 1 приведены диаграммы рассеяния максимумов потока SXR излучения относительно EM (вверху) и T (внизу) вспышек. Наилучшая корреляция наблюдается между потоком и EM, коэффициент корреляции 0.99. Максимальна T вспышки коррелирует с логарифмом от максимального потока мощности с коэффициентом 0.5.

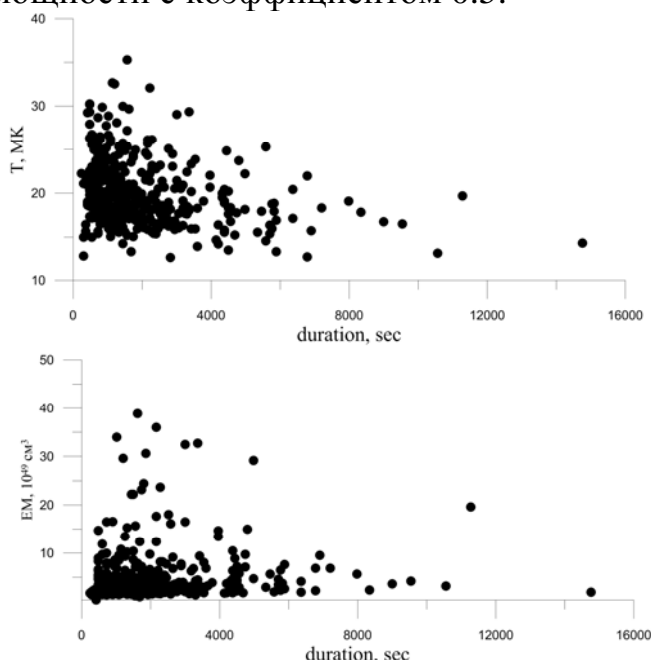


Рис. 2. Диаграмма рассеяния длительности вспышек (секунды): *верхняя панель* – относительно максимальной T(MK), *нижняя* – максимальной EM(10⁴⁹/см³).

Как видно на верхней панели рисунка 2 в T можно предположить наличие некоторого максимального значения, зависящего от длительности

вспышки. Чем короче вспышка, тем больше максимальная T , и наоборот. Вероятно, это связано с тем, что видим мы эффект влияния одной сильно нагретой петли, то есть в пределе мы должны видеть одну нагретую петлю, и тогда длительность вспышки будет определяться только условиями теплопроводности и излучения (потерями энергии). При больших длительностях виден интегральный эффект от большого количества петель.

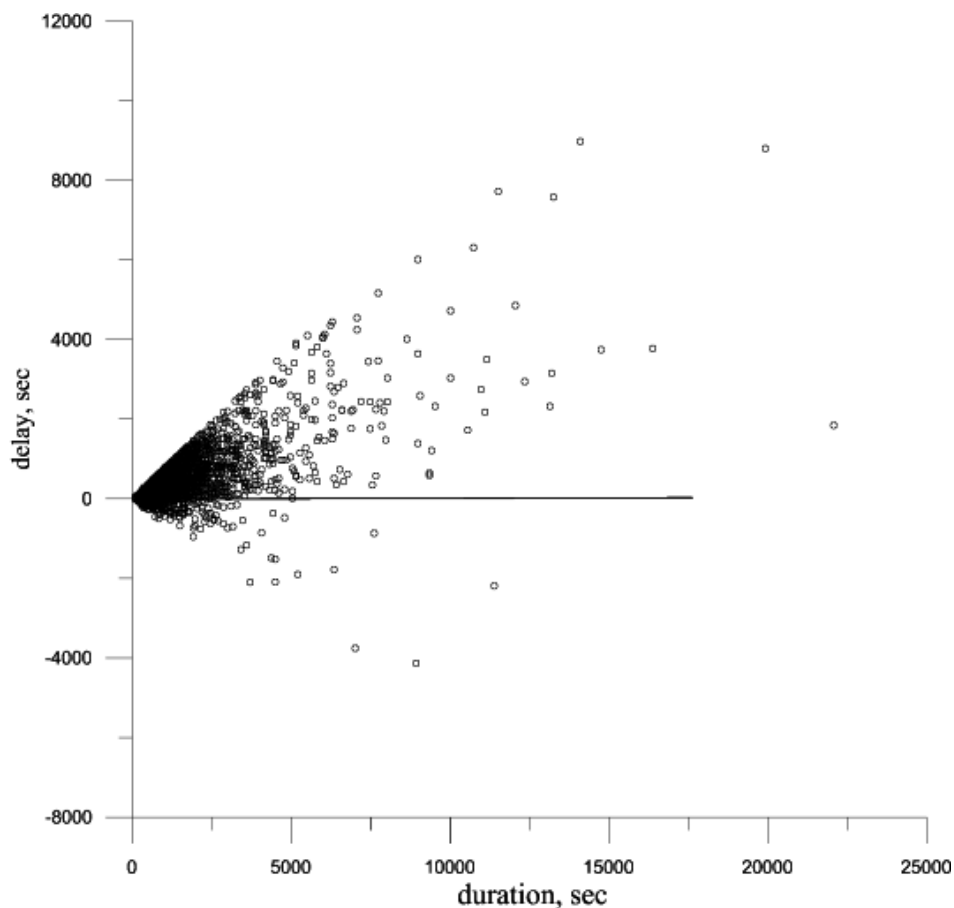


Рис. 3. Диаграмма зависимости задержки максимума EM от максимума T , относительно длительности вспышки. Оси: X – длительность SXR потока и Y – задержка в секундах.

На рисунке 3 приведена диаграмма рассеяния длительности вспышек относительно задержки максимума EM от максимума T . Известно, что в стандартной модели вспышки (CSHKP) сначала происходит нагрев (рост T), в результате которого меняется концентрация плазмы (рост EM, — происходит хромосферное испарение). Другим процессом в результате которого может меняться EM — это вовлечение большого количества петель (увеличения объема вспышечной области, например, подъем жгута или развитие коронального выброса массы [4]). Из диаграммы следует, что для большинства событий эта задержка положительная, но обнаружены и отрицательные величины. По абсолютной величине и те и другие не превосходят длительность самих вспышек, а некоторые очень близки к ней. Те

события, которые показали отрицательную задержку требуют индивидуального рассмотрения, так как они не укладываются в стандартную модель вспышки. События со слишком большой задержкой тоже требуют дополнительного анализа ввиду их малой вероятности.

По результатам нашего исследования можно сделать следующие выводы:

1) Интенсивность SXR излучения зависит в большей степени от максимальной EM, чем от максимальной T вспышки.

2) T в большинстве событий меняется быстрее EM.

3) По-видимому, на длительность SXR вспышек накладывается некоторое ограничение по мощности.

4) Задержка максимума EM от максимума T, всегда меньше длительности вспышки, но в некоторых случаях может быть близка к ней.

Причина низкой корреляции максимальной T и максимального потока мощности SXR излучения, по нашему мнению заключается в том, что в некоторый момент времени реально греется одна или малое количество петель. Та температура, которую мы смотрим – это средняя T по всем петлям. Чем больше объем (количество петель), тем хуже корреляция. Большая задержка максимума EM относительно максимума T, близкая к длительности самой вспышки в SXR излучении говорит о том, что длительность вспышки определяется как раз EM (увеличением объема, ростом количества петель). В дальнейшем исследовании предполагается детально рассмотреть события с отрицательной задержкой и внести поправки во времена задержек.

Авторы благодарят коллективы спутниковых инструментов GOES, за открытую политику данных. Работа, выполненная Шаховской А.Н. (КрАО РАН), осуществлена за счет субсидии программы «Общие и локальные характеристики Солнца»; Григорьевой И.Ю. (ГАО РАН) – за счет субсидии программы «Энерговыделение».

Литература

1. Шаховская А.Н., Григорьева И.Ю. Роль хромосферных и корональных выбросов в развитии солнечных LDE-вспышек в 24 цикле // Сборник Трудов XXIII всероссийской ежегодной конференции по физике 2019. с. 455. DOI: 10.31725/0552-5829-2019-455-458
2. Sadykov, V.M.; Kosovichev, A.G.; Kitiashvili, I.N.; Frolov, A. Statistical Properties of Soft X-Ray Emission of Solar Flares // ApJ, V. 874(1), article id. 19, 11 pp. (2019). DOI: 10.3847/1538-4357/ab06c3.
3. Ryan, D.F., Milligan, R.O., Gallagher, P.T., et al. The Thermal Properties of Solar Flares over Three Solar Cycles Using GOES X-Ray Observations // ApJ Sup. Series, 2012, 202, 11. DOI:10.1088/0067-0049/202/2/11.
4. Zimovets I., Struminsky A. Non-thermal "Burst-on-Tail" of Long-Duration Solar Event on 26 October 2003 // Sol. Phys., V 281(2), pp.749-763.

ПРОЯВЛЕНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ В ЛОКАЛЬНЫХ ПОКАЗАНИЯХ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ И ПУЛЬСА

Шибяев И.Г.¹, Кукса Ю.И.²

¹ИЗМИРАН, Троицк, Москва, Россия

²ЦГЭМИ ИФЗ РАН, Троицк, Москва, Россия

MANIFESTATION OF EXTERNAL FACTORS IN LOCAL BLOOD PRESSURE AND PULSE READINGS

Shibaev I.G.¹, Kuksa J.I.²

¹IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

²GEMRC IPE RAS, Troitsk, Moscow, Russia

Usually the patient's condition is assessed by blood pressure values and heart rate. In previous works by the authors, the emphasis was on the analysis of long-period component of the series under study and their connection with geophysical / atmospheric phenomena. This work describes the patient's condition through the correlation of blood pressure and heart rate and, classifying assess the role of external factors in these "coordinates". Examines the correlation in the moments of the lunar apogee and perigee.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-357-360

1. Введение

Оценку состояния пациента начинают с анализа артериального давления (АД) и пульса – частоты сердечных сокращений (ЧСС). Так как их значения достаточно изменчивы, то четкой функциональной связи между величинами АД и ЧСС нет. Низкий пульс совсем не означает пониженный уровень артериального давления. А при высоком пульсе, давление может быть не только нормальными, но и в ряде случаев сниженным (при инфаркте миокарда, сердечной недостаточности), так как высокая частота сокращений не оставляет сердцу времени для того чтобы успеть набрать достаточное количество крови и такая работа будет малоэффективна. Важен характер и динамика связи пульса с давлением. В работе [1] анализируются длительные наблюдения ряда физиологических параметров восьми испытуемых и отмечена важность таких исследований.

В работе авторов [2] представлен ряд ситуаций, когда связи ЧСС с АД можно сопоставить поведение пациента или проявление внешних условий. В периоды повышенной активности (командировки, праздники и т. д.) возрастают пульс с АД. Также рассмотрены моменты отклонения атмосферного давления от среднегодового более чем на ± 15 мм. рт. ст. В эти дни вариации АД и ЧСС проявляются менее явно, чем при повышенной активности, но знак вариаций утренних значений пульса и АД совпадает со знаком вариаций атмосферного давления. В более ранней работе авторов [3] отмечено проявление «лунного» периода ~ 27.35 дней в спектрах утренних по-

казаний. Данная работа описывает и классифицирует состояние пациента через корреляционные связи показаний АД и ЧСС. Исследуются корреляционные связи в моменты лунного апогея и перигея.

2. Классификация корреляционных связей ЧСС и АД

Из длительных наблюдений по программе самоконтроля АД [2, 3] выбран двенадцатилетний интервал (2000÷2011 гг., всего 4383 дня) с более активным поведением пациента и устойчивыми показаниями пульса, САД и ДАД – систолического и диастолического артериального давления (из анализа пульсового давления [4]). Описывать состояние пациента будем коэффициентами линейной корреляции медицинских параметров. На временном интервале dT , для соответствующих фрагментов рядов А и В, вычисляется коэффициент линейной корреляции $Corr(A\&B/dT)$. Сканируя интервал dT (в работе $dT=5$ дням) по временной оси и находя коэффициент корреляции в каждый момент времени, мы получим временную динамику этого коэффициента — $Corr(A\&B/dT; t)$. Тогда всё разнообразие ситуаций отображается на интервал $[-1; +1]$ и носит оценочный характер состояния организма. От рядов ЧСС, САД и ДАД мы переходим к корреляционным рядам $K1 \div K3$ для утренних и вечерних показаний, где:

$K1(t) = Corr(ЧСС\&САД/dT; t)$ – динамика коэффициента корреляции между ЧСС и САД; $K2(t) = Corr(ЧСС\&ДАД/dT; t)$ – корреляции между ЧСС и ДАД; $K3(t)$ – между САД и ДАД. Примеры связи корреляционных рядов с внешними факторами приведены в работах [2, 4].

Теперь состоянию пациента сопоставлена тройка чисел $K1 \div K3$, которая отражает связь между показаниями ЧСС, САД и ДАД. На рис. 1 показаны характеристики трех основных утренних и вечерних групп (кластеров) состояния пациента в этих переменных, ось OY – средние значения $K1 \div K3$ по группе, отброшено несколько малочисленных групп – каждая $\leq 2\%$.

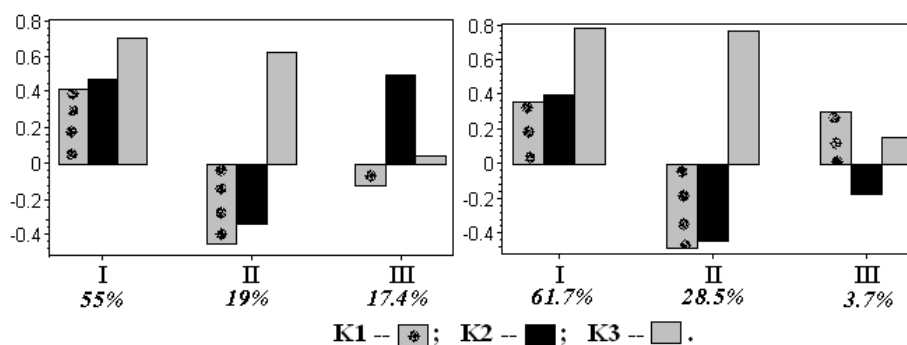


Рис. 1. Группы корреляционных отношений состояния пациента; слева – утро.

Численности трех утренних групп и первых двух вечерних сравнимы (91.4 & 90.2%), при этом у утренних и вечерних групп I/II структуры подобны – несколько меняются значения $K1 \div K3$ и, более существенно, объем (55% => 61.7%; 19% => 28.5%).

Изменения АД (от стресса, физических нагрузок или других факторов) связаны с изменениями одновременно САД и ДАД так, что их разница меняется в пределах 40–60 мм. рт. ст., так как наши артерии сглаживают гемодинамический удар после сердечного выброса. Эту согласованность отражает КЗ в группах I и II – 74% состояний утром и 90.2% вечером. При этом ЧСС меняется в фазе с САД/ДАД в группе I и противофазе в группе II. Также утром значима роль (17.4%) группы III с четкой связью ЧСС и ДАД ($K_2 > 0.5$) при «случайном» поведении САД ($K_1, K_3 \approx 0$). В [2] отмечалось, что утренние показания ЧСС/АД менее сбалансированы и организм более подвержен внешнему влиянию – у утренних рядов больше асимметрия; распределение вечерних показаний ближе к нормальному ($kurtosis \sim 3$) в отличие от утренних с $kurtosis \sim 4$; присутствие "лунной" компоненты в утренних данных. Проявление утром группы III, т.е. более широкий спектр состояний в утренних показаниях, это и отражает.

3. Временные характеристики групп

Разложение состояний групп I/II по годам демонстрирует рис. 2. На рис. 3 разложены утренние состояния группы III по годам и месяцам.

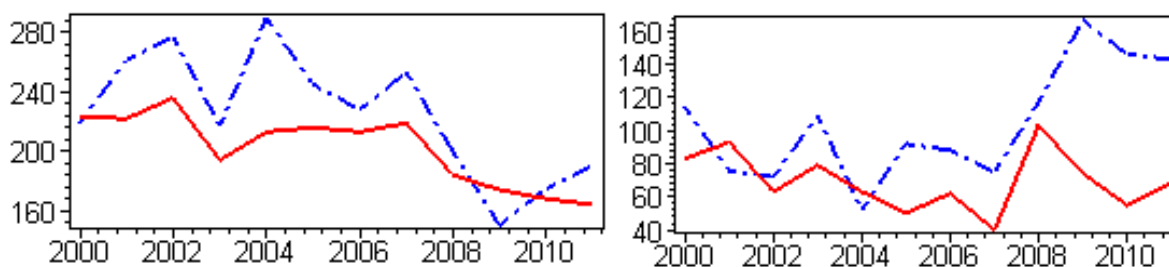


Рис. 2. Распределение показаний групп I (слева) и II (справа) по годам. Утренние показания – непрерывная линия; вечерние – разрывная.

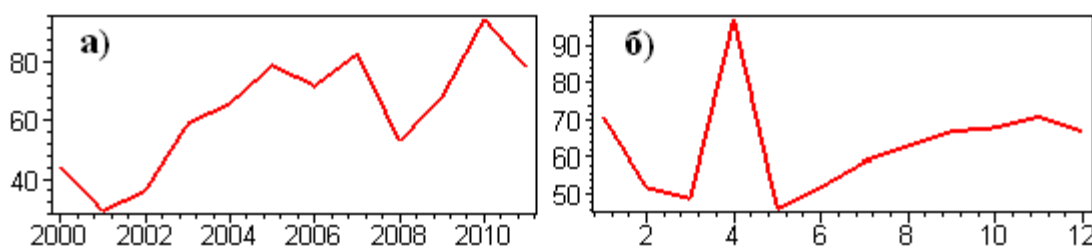


Рис. 3. Утренние состояния группы III. а) – распределение по годам, б) – сезонное, по месяцам.

У вечерних состояний (рис. 2) видна «перекачка» с годами из группы I в группу II. Это демонстрируют и утренние показания, но с активной ролью группы III: $I \Rightarrow II, III$. Видим растущий тренд на рис. 3а, сезонный характер демонстрирует рис. 3б. Можно отметить общую тенденцию в ослаблении связей между ЧСС/САД/ДАД и ростом таких ситуаций с возрастом. Также возрастает чувствительность организма к сезонным изменениям. По приведенным трендам можно оценить скорость этих процессов.

4. Оценка лунного фактора по корреляционным рядам

Уже отмечалось наличие в утренних показаниях гармоника 27.35 дней. О выделении периода в 27.32 дня в смертности и заболеваемости инфарктом у человека при анализе данных за 21 год сообщается в работе [5]. Разумно сравнить фрагменты корреляционных рядов при минимальной и максимальной удаленности Луны.

За 2000÷2011 гг. перигей/апогей достигались 159 раз. Исследуем ряды K1÷K3 методом наложения эпох, нулевой день - момент перигея/апогея. На рис.4 сопоставлены показания при минимальном и максимальном удалении Луны после скользящего усреднения по 3 точкам, ось OX—сутки.

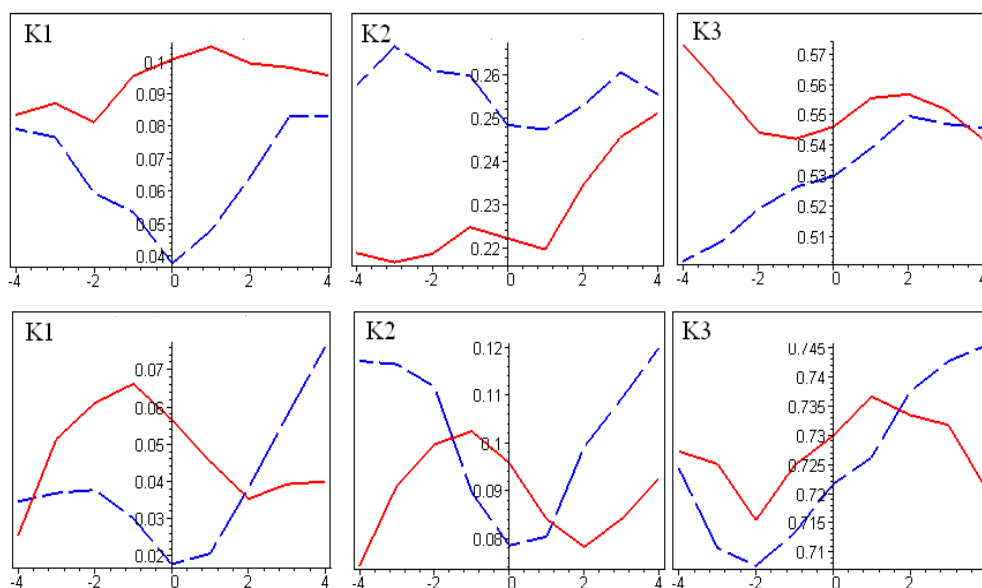


Рис. 4. Динамика K1÷K3 в окрестности перигея/апогея, 0 – момент события; перигей – сплошная линия, апогей – разрывная; утро – верхний ряд, вечер – нижний.

В апогее связь пульса с САД/ДАД (K1/K2) локально ослабевает, в перигее имеем усиление K1 утром/вечером и K2 вечером. Расщепление состояний и их сопоставление наиболее четко проявилось в утренних показаниях K1. Данные результаты, очевидно, носят оценочный (качественный) характер.

Авторы благодарят Шibaева А.И. за помощь в проведении кластерного анализа.

Литература

1. Халберг Ф., Ж. Корнелиссен, К. Отсука и др. // Геофиз. процессы и биосфера Т. 12, № 4, 2013, с. 5 – 35,.
2. Isaikina O., Yu. Kuksa, I. Shibaev. / Annual Research & Review in Biology 9(1): 1-11, 2016, Article no.ARRB.21656 ISSN: 2347-565X, NLM ID: 101632869
3. Isaikina O., Yu. Kuksa, I. Shibaev. // Journal of Environmental Science and Engineering, V. 1, № 9 (B), p.1064 – 1073, 2012.
4. Исaiкина О., Ю. Кукса, И. Шibaев. / Proceed. of Tenth Scientific Conference with International Participation SES 2014, Sofia, 2015, p. 145 – 148.
5. Штехмессер Г. / Хронобиология и хрономед.: Тезисы докладов на 2-м симпозиуме СССР—ГДР, Тюмень, 1982, с. 26-27.

РЕГУЛЯРНЫЕ И ЭПИЗОДИЧЕСКИЕ СОБЫТИЯ ПО ДАННЫМ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ПРОЕКТА «ШУМАН»

Шибает И.Г.¹, Кукса Ю.И.²

¹ИЗМИРАН, Троицк, Москва, Россия

²ЦГЭМИ ИФЗ РАН, Троицк, Москва

REGULAR AND EPISODIC EVENTS ACCORDING TO THE MAGNETOMETRIC COMPLEX («SCHUMANN» PROJECT)

Shibaev I.G.¹, Kuksa J.I.²

¹IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

²GEMRC IPE RAS, Troitsk, Moscow, Russia

In work the review of results of the analysis of data of the monitoring which is carried out within the Schuman project is submitted. The experimental part of the Schuman project is based on two hardware complexes. The first complex – the magnetometric station registers three magnetic components, two electric and amplitude envelopes of the acoustic channel. The quantization time of all channels is 0.5 s. The second complex including two induction magnetic field sensors is designed for registration in the Schuman range. The presented work is based on the data of the first complex working at IZMIRAN (Troitsk). The offered work shows possibilities and quality of these data.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-361-364

1. Введение

Работа опирается на данные проекта «Шуман», закончившийся в 2017 году. В [1] дано описание проекта и используемой аппаратуры. Данная работа дополняет примеры по регистрации как эпизодических событий (солнечные вспышки разного класса, прохождение грозовых облаков), так и регулярных наблюдений (влияние длительности светового дня на динамику суточных компонент при анализе протяженных массивов), и демонстрирует возможности комплекса и качество полученных данных.

2. Отклики на эпизодические события

Солнечная вспышка – типичный пример эпизодического события. Вызванная ею дополнительная ионизация ионосферы приводит к токовой перестройке и возмущению В-компонент до $(1 \div 10)$ нТл при сильных вспышках и для ряда вспышек класса X возможно прямое сопоставление V_x, y, z вариаций и потока рентгеновского излучения вспышки [2]. Четкость отклика зависит, кроме класса вспышки, от сезона и местного времени, что демонстрирует рис. 1, где сопоставлены данные Алматы (проект «Inter-magnet») [3] и ИЗМИРАН для сильной вспышки класса X 6.9.

В ряде случаев возможна идентификация отклика и от вспышек класса M. Временная динамика корреляционных связей между компонентами магнитных вариаций (рис. 2, нижний рисунок) четко выделила момент вспышки класса M 6.9 (рис. 2, средний рисунок). Во временной динамике

самых V_x, y, z — компонент отклик, на фоне значительных вариаций, не просматривается (рис. 2, верхний рисунок).

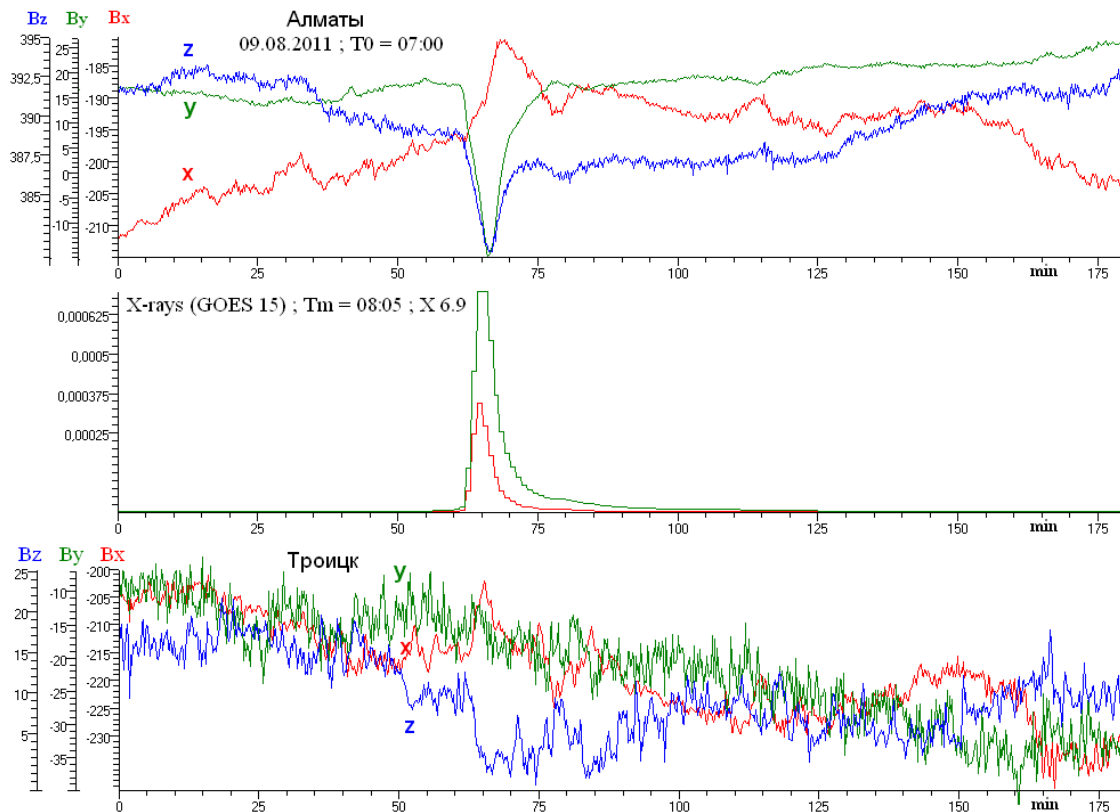


Рис. 1. Откликов на вспышку класса X 6.9 по данным Алматы и ИЗМИРАН.

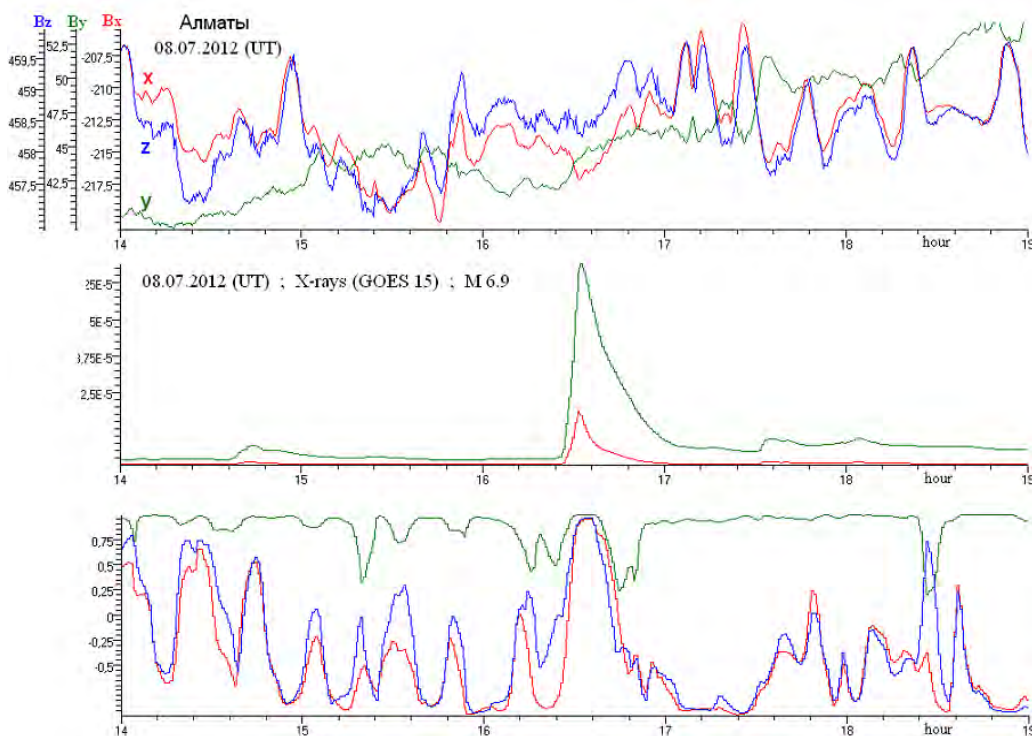


Рис. 2. Идентификация отклика на вспышку класса M 6.9 по данным Алматы.

Пример регистрации сезонной вспышки в утренние часы класса М 1.9 с последствием представлен на рис. 3. В центральной части рисунка выделена прямоугольная область с колебаниями В - компонент и примыкающая к вспышке. Очень вероятно, что наблюдаемые колебания индуцированы вспышкой, их период ~ 3.9 минуты.

Другим примером эпизодического события является гроза. Прохождение грозовой области над пунктом наблюдения показан на рис. 4. По Ex, y – компонентам (в произвольных единицах) четко выделяются моменты связанные с поляризацией от грозовых облаков. Всплески P1 (P2) на магнитной компоненте характеризуют токовую перестройку перед (за) движущейся областью индуцированного заряда. Величина всплесков сопоставима с откликом от сильных солнечных вспышек.

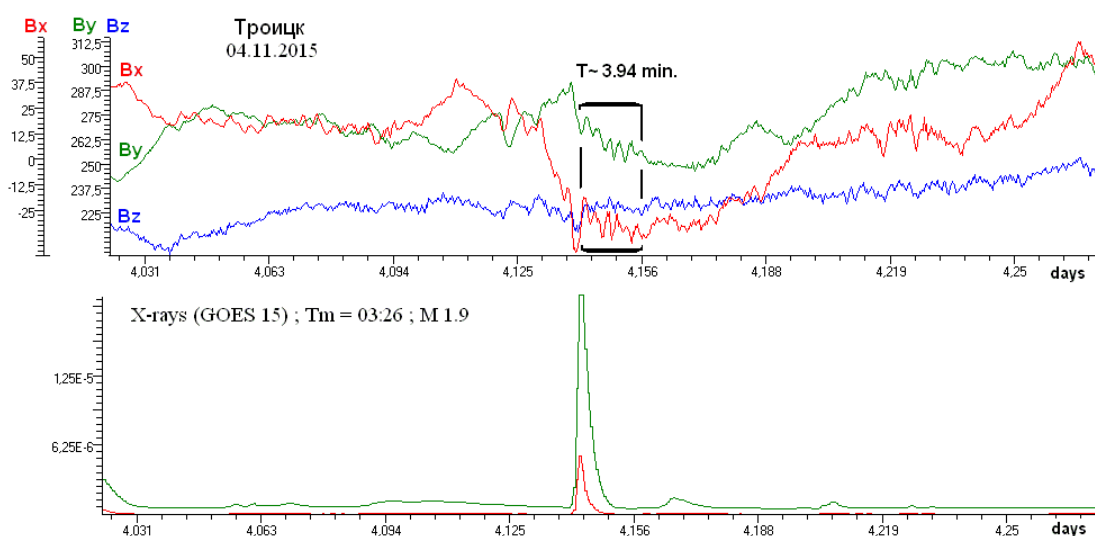


Рис. 3. Сезонная вспышка в утренние часы класса М 1.9 по данным ИЗМИРАН.

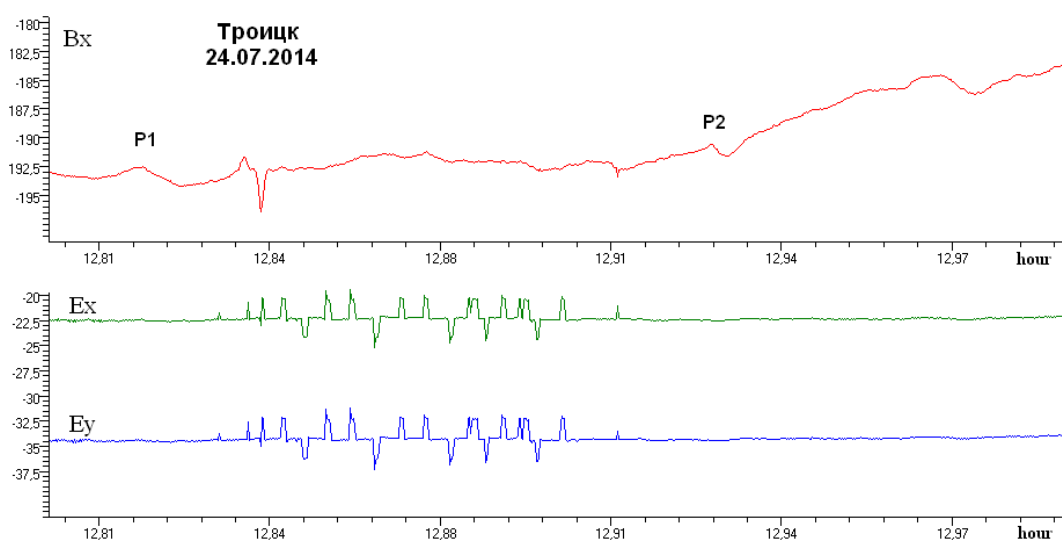


Рис. 4. Прохождение грозовой области над пунктом наблюдения.

3. Оценка параметров регулярных событий

Эпизодические события проявляются на фоне достаточно регулярных процессов, связанных с длительными интервалами наблюдений. Поэтому важна оценка фоновых состояний и их динамика на временных интервалах разного масштаба. На рис. 5 представлен обзор огибающих суточных гармоник V_x, y, z и акустического канала, а также огибающей 18-минутной гармоник V_x (преобразование Гильберта [4]) с 16 июня по 26 декабря 2010 г. Видна сезонность в интенсивности суточных V_x, y, z – вариаций и их тесная связь с «высокочастотными» откликами (рис. 5а,б). Проявляется недельная модуляция акустического сигнала и влияние снежного покрова на рис. 5с. Там же представлен трехнедельный фрагмент с сейсмодатчика (после детектирования) с четким эффектом «выходного» дня.

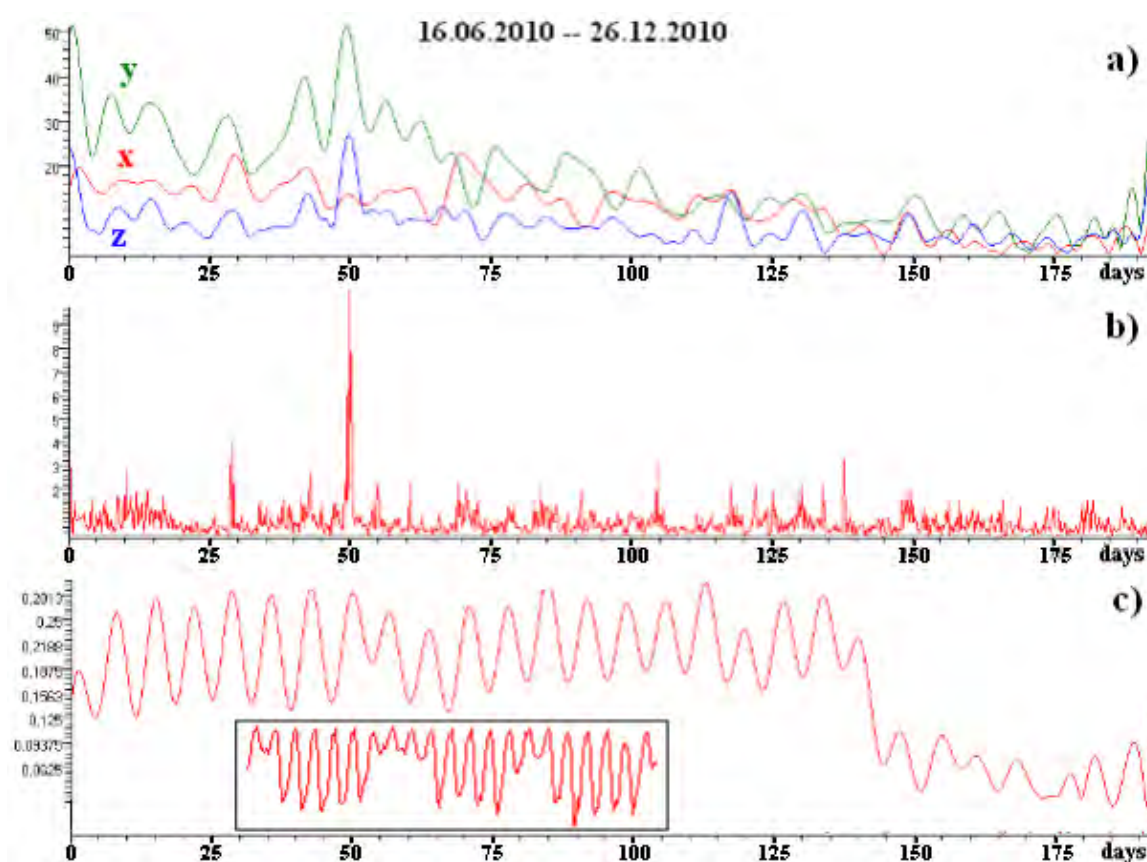


Рис. 5. Динамика огибающих: суточные гармоники V_x, y, z (а); 18-минутная гармоника V_x (б); суточная гармоника акустического канала (с).

Литература

1. Ишков В.Н., Кукса Ю.И., Теодосиев Д., Шibaев И.Г. Непосредственный отклик на солнечные вспышки по данным магнитометрического комплекса: проект "Шуман". / Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца: Солнечная и солнечно-земная физика 2010, Пулково, Санкт-Петербург, 3 – 9 октября 2010 г., с. 179-182.
2. http://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/new_avg/
3. www.intermagnet.org
4. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. – М.: Мир, 1989. 540 с.

ФОРМА СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ И СРЕДНЕСРОЧНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Шибалова А.С.^{1,2,3}, Обридко В.Н.¹, Пипин В.В.⁴, Соколов Д.Д.^{1,2,3}

¹*ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия*

²*МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

³*Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия*

⁴*ИСЗФ СО РАН, Иркутск, Россия*

SHAPE OF SOLAR CYCLES AND MID-TERM SOLAR ACTIVITY OSCILLATIONS

Shibalova A.S.^{1,2,3}, Obridko V.N.¹, Pipin V.V.⁴, Sokoloff D.D.^{1,2,3}

¹*IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia*

²*Department of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

³*Moscow Center of Fundamental and Applied Mathematics, Moscow, Russia*

⁴*ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia*

The evolution of the solar activity comprises, apart from the well-known 11-year cycle, various temporal scales ranging from months up to the main cycle known as mid-term oscillations. Its nature deserves a physical explanation. In this work, we have considered 5-to-6 year oscillations as derived both from sunspot data and from the data on the solar magnetic dipole. Data rows have been examined by Fourier and wavelet analyses. We have compared results of the computations with some dynamo models to find out an origin of the oscillations. The model to have been taken into consideration is developed enough to include the non-axisymmetric solar magnetic field. At the same time it is relatively simple for computation.

Five years is about half the duration of the solar cycle and magnetic force affecting the dynamo efficiency is quadratic. Hence a possible explanation is connected with turbulent cascade or any resembling process. Observational data shows the existence of quasi-sexennial oscillations both in the sunspot-number time series and in the global magnetic field of the Sun (solar axial dipole evolution). Using the solar dynamo model, we have found out that these variations may be a manifestation of the dynamo nonlinearities and non-harmonic shape of the solar activity cycle. We have concluded that the mid-term oscillations observed are related to the nonlinear saturation of the dynamo processes in the solar interior.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-365-368

Помимо хорошо известного 11-летнего цикла во временной эволюции солнечной активности наблюдаются изменения с меньшими характерными временами. В данной работе мы рассматривали вариации длительностью 5–6 лет (далее будем называть их квазишестилетними колебаниями). Поиск шестилетних вариаций производился для данных по числу солнечных пятен и по напряженности основной гармонике магнитного поля на поверхности Солнца (поле магнитного диполя). Такой выбор данных позволяет отслеживать эволюцию тороидального и полоидального магнитного поля, поскольку солнечные пятна являются трасерами — тороидального поля, а магнитный диполь — полоидального. Возможное теоретическое объ-

яснение возникновения квазিশестилетних колебаний — проявление турбулентного каскада или некоторого сходного с ним процесса. Развитие этой идеи и легло в основу проведенного исследования.

Среднемесячные значения числа пятен взяты из данных Бельгийской Королевской обсерватории (WDC-SILSO) на интервале 1749–2019 гг. (версия 2). Напряженность магнитного поля вычислялась на основе данных измерения радиального магнитного поля Стэнфордской обсерватории Дж. Уилкокса (WSO) за промежуток от 1642 кэррингтоновского оборота (май 1976) до 2210 оборота (ноябрь 2019). Для расчета использовалось потенциальное приближение (соответствующий метод описан в [1], [2]).

Для исследования использовался анализ Фурье и вейвлет-анализ. При объяснении и интерпретации результаты сравнивались с расчетами для модели динамо.

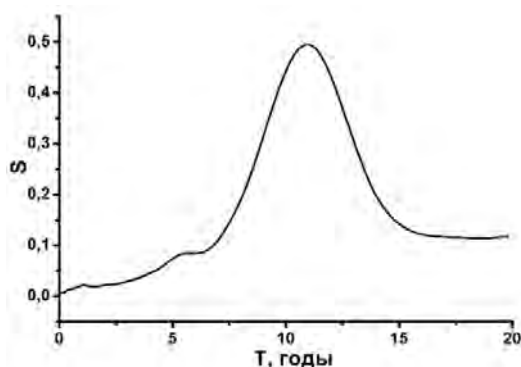


Рис. 1. Интегральный вейвлет-спектр для числа солнечных пятен.

Интегральный вейвлет-спектр для ряда числа солнечных пятен демонстрирует главный максимум на 11-летнем периоде и небольшое поднятие в районе значения 5-6 лет. Похожий результат дает классический Фурье-анализ: доминирует максимум, соответствующий 11-летнему циклу, однако присутствует и дополнительный пик около 6-летнего периода. Построение вейвлет-плоскости показывает, что квазিশестилетние колебания заметны только во время максимумов солнечной активности.

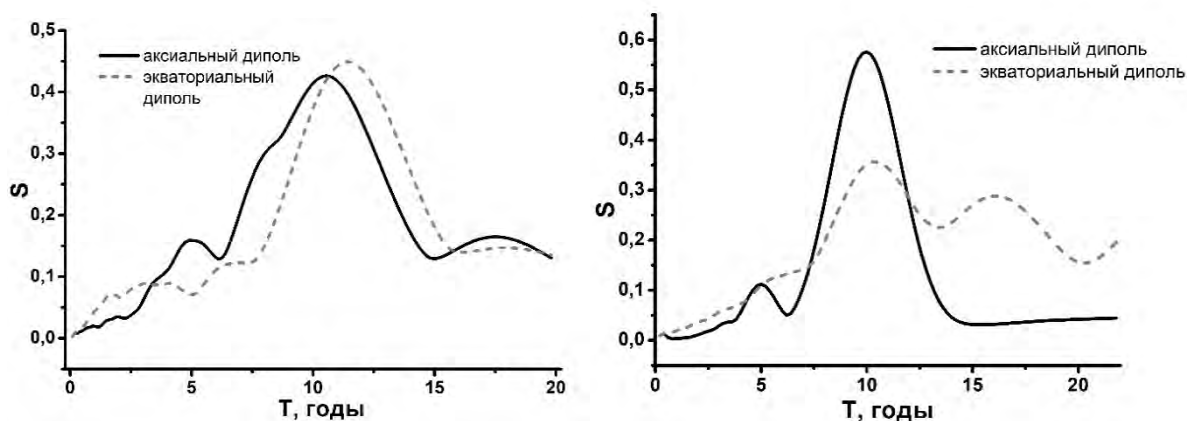


Рис. 2. Интегральные вейвлет-спектры для солнечного диполя, левая панель — данные наблюдений, правая панель — модель динамо

При исследовании главного магнитного поля Солнца спектры строились отдельно для аксиального и экваториального диполя. В спектре аксиального диполя максимум в районе 5 лет является более выраженным, чем для солнечных пятен, а в спектре экваториального диполя отсутствует. Это явление объяснимо, если вспомнить, что в механизме динамо участвует тороидальное поле и осесимметричная часть полоидального поля, а экваториальный диполь может не участвовать в циклическом изменении поля.

Квазишестилетние колебания ярче выражены в вариациях магнитного диполя, чем в изменении числа солнечных пятен. Это явление может быть связано с особенностями генерации магнитного поля и его эволюцией при формировании биполярных областей. Другое возможное объяснение — различие в длине рядов данных. Данные для солнечных пятен доступны для значительно большего интервала времени, поэтому для них возможно «размывание» коротких циклов из-за наличия долгопериодических вариаций их периодов.

Выбор модели динамо определялся необходимостью воспроизведения одновременно симметричных и асимметричных деталей магнитного поля. В работе использован упрощенный вариант модели, предложенной в [3]. Динамо возбуждается в тонком слое в глубине конвективной зоны, возникновение биполярных активных областей воспроизводится с помощью магнитной плавучести.

В качестве исследуемых величин выступают среднее значение модуля симметричного тороидального магнитного поля и полный поток радиального магнитного поля (берется абсолютное значение поля).

Интегральный вейвлет-спектр для аксиального диполя, полученный в рамках модели, содержит главный максимум 11-летний максимум и локальный максимум около 5 лет; спектр для экваториального диполя не имеет 5-летнего максимума.

При моделировании рассматривался случай очень малых начальных значений магнитного поля. Квазишестилетние колебания становятся заметными позже возникновения 11-летнего цикла, после окончания нелинейного роста магнитной энергии и выхода динамо на стационарный режим. Таким образом, квазишестилетние осцилляции могут рассматриваться как проявление нелинейности.

5-6-летние изменения по форме далеки от строго периодического гармонического сигнала и имеют малую амплитуду по сравнению с 11-летними колебаниями уровня активности. Если рассматривать полный поток радиального магнитного поля вместо тороидальной компоненты, в интегральном вейвлет-спектре максимум, соответствующий 6-летнему периоду, незаметен. Вейвлет-плоскость для полного потока показывает наличие вариаций с периодами от 2 до 6 лет, причем 5-летние колебания возникают преимущественно вблизи моментов, где полный поток минимален.

В рамках рассмотренной модели эволюция аксиального диполя и плотности потока тороидального магнитного поля содержит квазишестилетние колебания только при нелинейных динамо-процессах. Изменения в колебаниях поля аксиального диполя могут рассматриваться как результат нелинейного динамо процесса.

По результатам исследования можно заключить, что квазишестилетние колебания присутствуют и в значениях числа солнечных пятен, и в данных о дипольной составляющей магнитного поля Солнца. Возможная причина этих колебаний — нелинейность и асимметрия цикла динамо в глубинных слоях конвективной зоны Солнца. Длительность цикла может меняться, что связано с долгопериодическими вариациями в работе динамо и с характерными временами формирования солнечных пятен.

Работа поддержана проектами РФФИ № 20-02-00150, 19-52-53045. Численное моделирование выполнено в рамках проекта ФИ П.16 ИСЗФ СО РАН.

Литература

1. Hoeksema J.T. // 1991, in BAAS, pp.679–683
2. Hoeksema J.T., Scherrer P.H. // 1986, WDCA Report UAG-94, NGDC, Boulder, CO
3. Pipin V.V., Kosovichev A.G. // 2018, ApJ, 867, 145
4. Sokoloff D.D., Shibalova A.S., Obridko V.N., Pipin V.V. // 2020, MNRAS, 497, 4376

ЦИКЛИЧНОСТЬ КОСМИЧЕСКОГО КЛИМАТА ЗА ПОСЛЕДНИЕ 1000 ЛЕТ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЗЕМЛИ

Птицына Н.Г., Демина И.М.

Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE CYCLICITY OF THE COSMIC CLIMATE OVER THE PAST 1000 YEARS, TAKING INTO ACCOUNT THE INFLUENCE OF THE EARTH'S MAGNETIC MOMENT

Ptitsyna N.G., Demina I.M.

Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, St. Petersburg Branch, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

We studied the cyclicity of the number of sunspots SN , the number of auroras N and the magnetic moment of the Earth's MM for the period 1000–2000. The SN reconstructed based on the data of our catalogue of N . Taking into account the shielding effect of the magnetic dipole moment MM on the charged particles of the solar wind that cause auroras has made a significant contribution to the ratio of the main periods. In the original N spectrum, the most powerful was the Suess cycle, the intensity of Gleisberg's mode with periods around 100 years was much less. In the SN spectrum due to the MM impact there are two dominant components: the near-century cycle of Gleisberg, consisting of two modes with periods of 60–80 and 90–140 years, and about two-century cycle of Suess. Longwave amplitude and frequency modulation of the Gleisberg and Suess cycles with periods from 1300 to 1700 years have been detected. For Gleisberg cycles, frequency modulation with a period of 216 years, i.e. modulation of Gleisberg cycles by Suess cycle, has also been identified in the SN spectrum.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-369-372

1. Введение

Под термином «космическая погода» понимается вся совокупность электромагнитных процессов на Солнце, в межпланетной среде и околоземном пространстве, то есть солнечная, межпланетная и геомагнитная активность, влияющая на естественную и искусственную среду обитания человека. Обитание человека в естественной среде на длительных временах связано с понятием космического климата. Наиболее характерным свойством солнечной, межпланетной и геомагнитной активности является их цикличность.

В нашей работе в качестве основных элементов космического климата рассматриваются полярные сияния, тесно связанные с геомагнитной активностью, и солнечная активность, представленная числом солнечных пятен SN , реконструированная на базе нашего каталога числа полярных сияний N . Поскольку на космические частицы, вызывающие полярные сияния,

воздействует магнитное поле Земли, создающее геомагнитный экран, то магнитный момент Земли MM мы будем рассматривать как дополнительный элемент космического климата. Мы исследуем цикличность космического климата на временной шкале от 1000 до 2000 г.

2. Данные и метод исследования

Использованы данные следующих временных рядов:

(1) полярные сияния N на средних и низких широтах для периода 1000–1700 гг. [1];

(2) изменение величины магнитного момента аксиального геомагнитного диполя MM , вычисленного по археомагнитной модели $ARCH3k$, с 1000 г. до н.э. до 1990 г. н.э.) [2];

(3) новый реконструированный ряд SN , полученный на основе данных о полярных сияниях и MM в 1000–1700 гг. [1] (4) данные $SNWDC-SILSO$, версия 2.0, 1700–2000 гг.

Для анализа наших временных рядов мы использовали вейвлет анализ.

3. Результаты

На рис. 1, 2 представлены результаты вейвлет анализа рядов N , SN , MM .

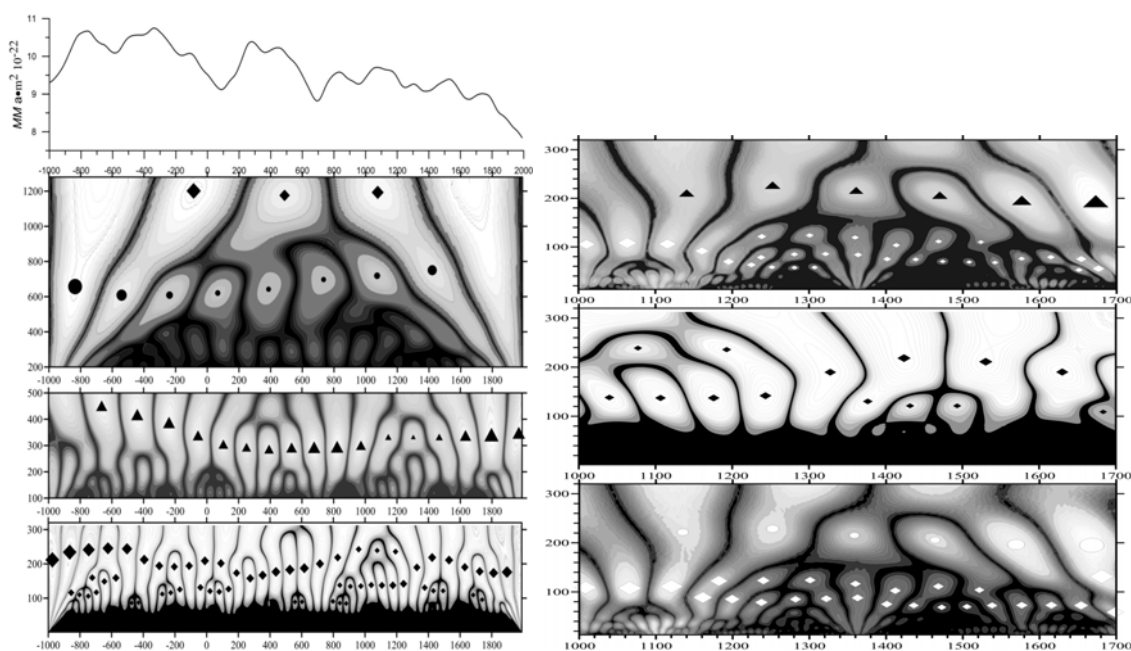


Рис. 1. Временной ряд элементов космического климата и их вейвлет анализ. Слева: MM и его вейвлет преобразование на разных масштабах. а – изменение MM во времени; б, в и г – вейвлет коэффициенты ряда MM . Справа: Коэффициенты вейвлет анализа. а – ряд N , б – ряд MM , в – ряд SN . Символами отмечены локальные максимумы.

На рис. 1 отчетливо видно, что во временных вариациях 3000 летнего ряда MM все так же присутствуют периодичности, превышающие его длину (~3000 лет). Но также отчетливо выделяются 1200-летние и 600–700-

летние периодичности, которые для анализируемого нами ряда представляют собой длинноволновый тренд. Уверенно выделяется ~200–250-летняя составляющая, а также несколько менее стабильные 100–130 летние моды.

Для числа полярных сияний N (1000–1700 гг.) характерно доминирование ~200 летних периодичностей: 210–227 лет до 1500 г. и 193–197 лет – после 1550 г. В вейвлет-спектре N видны также ~100-летние периодичности, т.е. цикл Глейсберга. Однако их интенсивность значительно уступает интенсивности ~200-летнего цикла Зюсса.

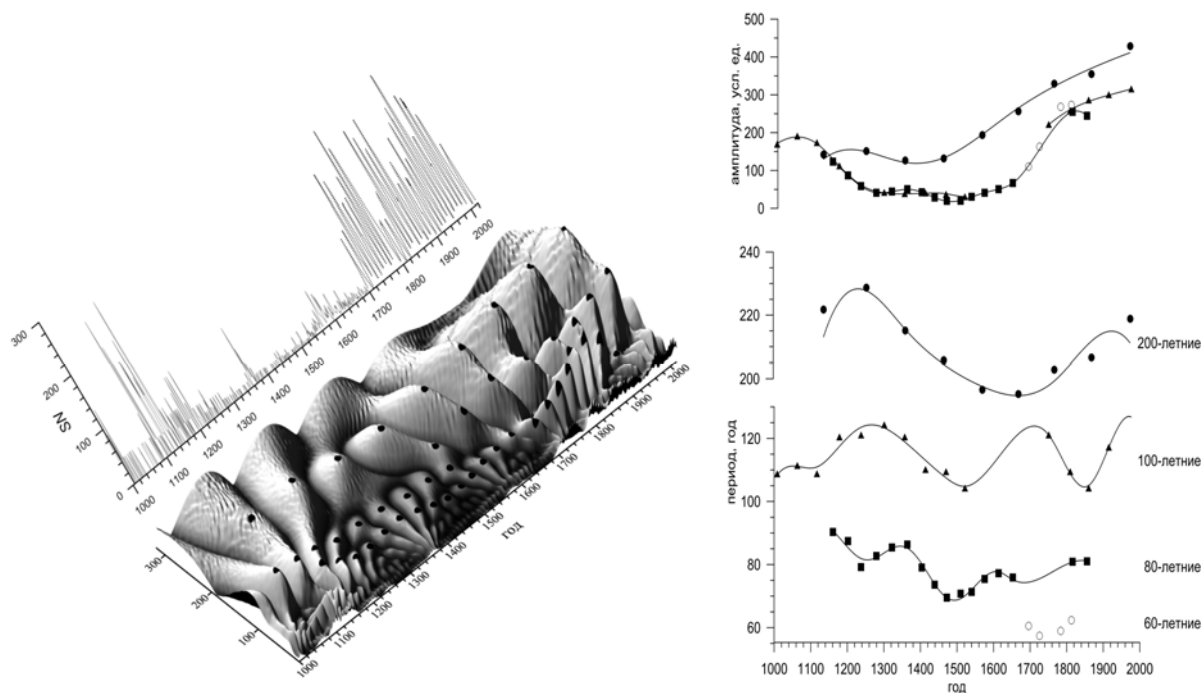


Рис. 2. Вариации космического климата и модуляция их амплитуды и частоты длинноволновыми процессами. Слева: Вариации SN в 1000–2000 гг. Сплошная линия – реконструированный ряд SN , пунктирная линия – наблюдательный ряд SN , 3D поверхность – вейвлет-коэффициенты. Символы – выраженные максимумы спектра. Справа: Модуляция амплитуд и периодов циклов Зюсса и Глейсберга. Символы – полученные значения, сплошная линия – аппроксимация сумой синусоид.

Для сравнения вейвлет-спектров реконструированных и наблюдательных данных временной ряд нашей реконструкции SN в 1000–1700 гг. был дополнен данными прямых телескопических наблюдений для 1700–2000 гг. Этот синтетический ряд представлен на рис. 2 (слева) на временной шкале 1000–2000 гг.

В спектре SN получено наличие двух доминирующих составляющих: околосекуляльного цикла Глейсберга, состоящего из двух мод с периодами 60–80 и 90–140 лет и околосекуляльного цикла Зюсса. Учет вклада ММ существенно изменил соотношение амплитуд циклов Глейсберга и Зюсса, увеличив интенсивность околосекуляльной составляющей по сравнению с исходным спектром N .

Из рис. 2 (правая панель) видно, что для всех циклов наблюдается одинаковая амплитудная модуляция длиннопериодным процессом, длина которого ~ 1500–1700 лет. Аналогичная длинноволновая составляющая наблюдается и в изменении периодов. Кроме того, для 80-летней ветви цикла Глейсберга отчетливо, а для 100-летней – при аппроксимации синусоидами, прослеживается частотная модуляция процессом с периодом ~ 216 лет, т.е. циклом Зюсса.

4. Заключение

В некоторые исторические эпохи вклад ММ в вариации солнечной активности, реконструированной с использованием косвенных данных, зависящих от магнитного поля Земли, мог быть гораздо более значительным, чем во время рассматриваемого интервала времени, в 1000–1700 гг. Поэтому аккуратное исследование и учет этого вклада в различные исторические эпохи представляет актуальную задачу, особенно принимая во внимание многочисленные попытки, которые предпринимаются в последнее время, по поиску распределения на временной шкале экстремальных «больших минимумов» и «больших максимумов», а также по получению долгосрочных прогнозов СА на основе ее цикличности.

Литература

1. *Птицына Н.Г., Демина И.М.* Реконструкция солнечной активности в 1000-1700 гг. по данным о полярных сияниях с учетом вклада главного магнитного поля Земли // Геомagnetизм и Аэрономия. Т. 60. С. 515-527.
2. *Donadini F., Korte M., Constable C.* Geomagnetic field for 0-3ka: 1. New data sets for global modeling // *Geochem. Geophys. Geosys.* V. 10. Q06007.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 3, 7
Абраменко В.И. 109, 313
Абрамов-Максимов В.Е. 11, 15
Абунин А.А. 201
Абунина М.А. 201
Алексеев И.Ю. 159
Алтынцев А.Т. 305
Андреева Т.С. 261
Анфиногентов С.А. 139, 285
Арльт Р. 61
Афанасьев А.В. 345
Бакунина И.А. 11, 15
Баранов Д.Г. 53
Барановский Э.А. 69
Белов А.В. 201
Биленко И.А. 19
Бондарь Н.И. 23, 25
Бруевич Е.А. 29
Брумол А.-М. 149
Валеев А.Ф. 317
Василенко Т.А. 33
Васильев Г.И. 37
Ватагин П.В. 41
Веретененко С.В. 45, 49
Вернова Е.С. 53
Волобуев Д.М. 57
Вохмянин М.В. 61
Georgieva K. 153
Голубева Е.М. 225
Голубчина О.А. 65
Гольдварг Т.Б. 325
Гопасюк О.С. 69
Горбачев М.А. 73
Григорьева И.Ю. 77, 277, 353
Губченко В.М. 81
Данилова О.А. 85
Демина И.М. 369
Дергачев В.А. 89, 185, 189, 293
Дертеев С.Б. 197
Джимбеева Л.Н. 197
Дмитриев П.Б. 93, 293
Довбнич М.М. 33
Дьяков А.А. 261
Ерофеев Д.В. 261
Ерошенко Е.А. 201
Ефремов В.И. 97, 101
Жданов Д.А. 105
Живанович И. 101
Жукова А.В. 105, 109, 313
Загайнова Ю.С. 113
Зайцев В.В. 117, 349
Зимовец И.В. 247
Золотова Н.В. 61
Ибрагимов И.А. 123
Иванов В.Г. 127
Иванов Д.В. 261
Ильин Г.Н. 261
Ипатов А.В. 261
Калинин А.А. 131, 135
Калинина Н.Д. 131, 135
Кальтман Т.И. 139, 193, 281, 285
Кацова М.М. 23, 25, 143
Кашапова Л.К. 105, 149
Кириллов А.К. 33
Kirov B. 153
Кичатинов Л.Л. 225
Козлова О.В. 159
Копылова Ю.Г. 321, 325
Королькова О.А. 163
Костин А.А. 301
Костюченко И.Г. 169
Крамынин А.П. 173
Кронштадтов П.В. 117
Кудрявцев И.В. 41, 177, 181, 185, 189, 193
Кукса Ю.И. 357, 361
Куприянова Е.Г. 149
Куценко А.С. 259
Ларионова А.И. 149
Лившиц И.М. 143
Логачев Ю.И. 277
Лукичева М.А. 139, 239
Лямова Г.В. 135
Макаренко Н.Г. 57

- Манкаева Г.А.* 197
Мелкумян А.А. 201
Мельников В.Ф. 15, 205, 309
Мендрий Я.В. 33
Мерзляков В.Л. 209, 213
Мешалкина Н.С. 105, 305
Миненко Е.П. 123, 217
Митева Р. 105
Михалина Ф.А. 173
Михаляев Б.Б. 197, 235
Моисеева А.В. 317
Моргачев А.С. 15, 221, 269
Мордвинов А.В. 225
Москвина А.М. 109
Моторина Г.Г. 221, 269
Мотык И.Д. 149
Мышьяков И.И. 305
Мяжкова И.Н. 105
Naqa Varun Y. 231, 235
Нагнибеда В.Г. 239
Наговицын Ю.А. 243
Накаряков В.М. 139
Нечаева А.Б. 247
Никифорова Т.П. 135
Обридко В.Н. 49, 143, 365
Огурцов М.Г. 49, 251
Олифинов В.Г. 261
Осипова А.А. 243
Парфиненко Л.Д. 97, 255
Певцов А.А. 243
Петерова Н.Г. 261
Пипин В.В. 23, 365
Плотников А.А. 259
Птицына Н.Г. 85, 369
Рахимов И.А. 239, 261
Романов В.А. 265
Романов Д.В. 265
Романов К.В. 265
Садовский А.М. 277
Симонова Т.В. 349
Склярова Е.М. 329
Смирнова В.В. 221, 269
Соболев А.М. 135
Соколов Д.Д. 23, 109, 143, 365
Соловьев А.А. 97, 101, 163, 235
Старкова Л.И. 213, 273
Степанов А.В. 117, 321, 325
Степанов Р.А. 23
Струминский А.Б. 77, 277
Ступишин А.Г. 139, 281, 285
Таращук В.П. 69
Тлатов А.Г. 49
Тонев П.Т. 289
Топчило Н.А. 239, 261
Тясто М.И. 53, 85, 293
Усоскин И.Г. 23
Файнштейн В.Г. 113
Федоров В.М. 297, 301
Федотова А.Ю. 305
Филатов Л.В. 205, 309
Фрик П.Г. 23
Фролов Д.М. 301
Фурсяк М.И. 159
Фурсяк Ю.А. 313
Хвостов Е.Ю. 261
Хлыстова А.И. 109
Холтыгин А.Ф. 317
Цап Ю.Т. 221, 269, 321, 325
Циона О.А. 317
Чариков Ю.Е. 329, 333, 337, 341
Сен F. 247
Чобану М.И. 239
Шабалин А.Н. 329, 333, 337, 341
Шагабутдинов А.И. 135
Шаин А.В. 15
Шаповалов С.Н. 345
Шапошников В.Е. 349
Шарыкин И.Н. 247
Шаховская А.Н. 353
Шендрик А.В. 139
Шибает И.Г. 357, 361
Шибалова А.С. 365
Шляпников А.А. 25, 73
Штерцер Н.И. 69
Шувалова В.И. 329, 341
Эгамбердиев Ш.А. 217
Юдин Г.В. 345
Якунин И.А. 317
Якунина Г.В. 29
Янке В.Г. 201

СО Д Е Р Ж А Н И Е

| | |
|---|----|
| <i>Абдусаматов Х.И.</i> Дисбаланс энергии между Землей и космосом диктует климат | 3 |
| <i>Абдусаматов Х.И.</i> Рост содержания водяного пара при потеплении приведет к падению чувствительности климата к увеличению концентрации углекислого газа | 7 |
| <i>Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.</i> Предвестники солнечных вспышек в микроволновом диапазоне | 11 |
| <i>Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Абрамов-Максимов В.Е., Моргачев А.С., Шаин А.В.</i> Особенности поведения микроволнового излучения активных областей на Солнце перед корональными выбросами массы | 15 |
| <i>Биленко И.А.</i> Вариации солнечных магнитных полей и их влияние на КВМ и радио всплески II типа | 19 |
| <i>Бондарь Н.И., Кацова М.М., Пупин В.В., Степанов Р.А., Соколов Д.Д., Усоскин И.Г., Фрик П.Г.</i> Дискретный и непрерывный временные спектры солнечной и звездной активности | 23 |
| <i>Бондарь Н.И., Кацова М.М., Шляпников А.А.</i> Поиск вспышек у G-M карликов по наземным фотометрическим базам данных | 25 |
| <u>Бруевич Е.А.</u>, <i>Якунина Г.В.</i> Солнечные вспышки в КУФ и рентгеновском диапазонах по спутниковым данным SDO и TIMED | 29 |
| <i>Василенко Т.А., Довбнич М.М., Кириллов А.К., Мендрий Я.В.</i> Пространственно-временной анализ аварийных ситуаций в угольных шахтах. Космофизические аспекты. II. | 33 |
| <i>Васильев Г.И.</i> Определение спектра протонов по спектрам гамма-квантов во время солнечных вспышек | 37 |
| <i>Ватагин П.В., Кудрявцев И.В.</i> Пространственно-временная динамика быстрых электронов и плазменной турбулентности во вспышечной неоднородной плазме | 41 |

Веретененко С.В.

Эффекты высокоэнергичных солнечных протонных событий 23-го солнечного цикла в вариациях интенсивности стратосферного полярного вихря 45

Веретененко С.В., Огурцов М.Г., Обридко В.Н., Тлатов А.Г.

Долговременные изменения площади корональных дыр и повторяемость магнитных бурь с постепенным началом 49

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

Неосесимметричная и осесимметричная составляющие распределения солнечных пятен в 1874–2016 гг. 53

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

Синхронизация, причинность и обратимость в солнечно-земной физике 57

Вохмянин М.В., Арльт Р., Золотова Н.В.

Солнечная активность по данным наблюдений Сиголи, Галилея, Колонны, Колоньи и Шайнера в 1612–1614 годах 61

Голубчина О.А.

Распределение яркостных температур в полярной корональной дыре на расстояниях от лимба Солнца до двух радиусов Солнца по данным наблюдений в сантиметровом диапазоне длин волн на РАТАН-600 65

Гопасюк О.С., Барановский Э.А., Таращук В.П., Штерцер Н.И.

Полярные и экваториальные корональные дыры: физические условия 69

Горбачев М.А., Шляпников А.А.

Анализ вспышечной активности EV Lac по данным проекта TESS 73

Григорьева И.Ю., Струминский А.Б.

Длительная вспышка, не сопровождавшаяся солнечными протонами 77

Губченко В.М.

Структура границы диамагнитного облака в электронном кинетическом описании при инжекции в гипербетном режиме 81

Данилова О.А., Птицына Н.Г., Тясто М.И.

Взаимосвязь жесткости обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время бури 20 ноября 2003 г.: явления гистерезиса 85

Дергачев В.А.

Колебания климата в арктическом регионе в период голоцена и солнечная активность 89

Дмитриев П.Б.

Вращение солнечной короны по наблюдениям радио и рентгеновского излучения Солнца на протяжении 22–24 циклов солнечной активности 93

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

Граница тени пятна и вертикальное магнитное поле на этой границе 97

Живанович И., Соловьев А.А., Ефремов В.И.

Дифференциальное вращение Солнца, данные гелиосейсмологии и оценка глубины ячеек суперконвекции 101

Жукова А.В., Кашанова Л.К., Митева Р., Жданов Д.А., Мешалкина Н.С., Мягкова И.Н.

Анализ свойств событий в СКЛ и их солнечных источников с учетом магнито-морфологической классификации активных областей 105

Жукова А.В., Хлыстова А.И., Абраменко В.И., Москвина А.М., Соловьев Д.Д.

Разрешение неоднозначностей при идентификации активных областей с нарушением закона полярностей Хейла 109

Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г.

Влияние КВМ и солнечных вспышек на вариации со временем углов наклона силовых линий магнитного поля в тени солнечных пятен 113

Зайцев В.В., Степанов А.В., Кронштадтов П.В.

Спикулы II типа как важный источник нагрева солнечной короны и пополнения её массы 117

Ибрагимов И.А., Миненко Е.П.

Оценка основных параметров корональных ярких точек в рамках модели взаимодействия индуцированных токовых систем 123

Иванов В.Г.

О двух связях между параметрами 11-летнего цикла солнечной активности 127

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

О текущем минимуме солнечной активности 131

Калинин А.А., Лямова Г.В., Никифорова Т.П., Соболев А.М., Шагабудинов А.И., Калинина Н.Д.

55 лет наблюдений сильных магнитных полей солнечных пятен по программе Служба Солнца в Коуровской обсерватории 135

| | |
|--|-----|
| Кальтман Т.И., Накаряков В.М., Ступишин А.Г., Анфиногентов С.А., Лукичева М.А., Шендрик А.В. Наблюдательные параметры плазменных струй в короне Солнца и разработка методов диагностики их физических параметров | 139 |
| Кацова М.М., Обридко В.Н., Соколов Д.Д., Лившиц И.М. Супервспышки на Солнце и звёздах | 143 |
| Кашанова Л.К., Брумол А.-М., Ларионова А.И., Куприянова Е.Г., Мотык И.Д. Исследование фазы спада солнечной вспышки по наблюдениям нижней солнечной атмосферы | 149 |
| Kirov V., Georgieva K. Long-term variations in the correlation between solar activity and climate | 153 |
| Козлова О.В., Алексеев И.Ю., Фурсяк М.И. Спектральная активность быстровращающегося гиганта FK Com | 159 |
| Королькова О.А., Соловьев А.А. Трёхмерное моделирование спокойных солнечных протуберанцев | 163 |
| Костюченко И.Г. Особенности долготного распределения активных областей в текущем минимуме солнечной активности | 169 |
| Крамынин А.П., Михалина Ф.А. Активные долготы в максимумах солнечных циклов | 173 |
| Кудрявцев И.В. Климатические изменения и различные реконструкции солнечной активности на основе космогенных изотопов | 177 |
| Кудрявцев И.В. О генерации ионно-звуковых волн в солнечной плазме при разрыве токового слоя | 181 |
| Кудрявцев И.В., Дергачев В.А. Скорость генерации космогенного изотопа ^{14}C , гелиосферный модуляционный потенциал и вариации климата Земли в среднем Голоцене | 185 |
| Кудрявцев И.В., Дергачев В.А. Солнечная активность и изменение климата Земли в эпоху окончания ледникового периода и перехода к Голоцену | 189 |

| | |
|--|-----|
| Кудрявцев И.В., Кальтман Т.И. Спектральная диагностика ленгмюровской турбулентности корональной плазмы на основе радиоизлучения на двойной плазменной частоте | 193 |
| Манкаева Г.А., Михалев Б.Б., Дертеев С.Б., Джимбеева Л.Н. Неустойчивость быстрых магнитозвуковых волн в корональных магнитных трубках | 197 |
| Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Янке В.Г. Связь скорости и температуры солнечного ветра и межпланетные возмущения, модулирующие космические лучи | 201 |
| Мельников В.Ф., Филатов Л.В. Режимы диффузии нетепловых электронов на турбулентности вистлеров во вспышечных петлях | 205 |
| Мерзляков В.Л. Условия возникновения нетепловых источников активной области | 209 |
| Мерзляков В.Л., Старкова Л.И. Эволюция источника активной области фотосферы | 213 |
| Миненко Е.П., Эгамбердиев Ш.А. Широтно-временной анализ долгопериодических вариаций корональных ярких точек | 217 |
| Моргачев А.С., Цан Ю.Т., Смирнова В.В., Моторина Г.Г. Хромосферная конденсация и суб-терагерцовое излучение солнечных вспышек | 221 |
| Мордвинов А.В., Кичатинов Л.Л., Голубева Е.М. Развитие активности и эволюция полярных магнитных полей Солнца в циклах 21–24 | 225 |
| Naga Varun Y. Quasilinear stability analysis of linear magnetoacoustic wave modes in a homogenous magnetic flux tube | 231 |
| Naga Varun Y., Solovev A.A., Mikhalyaev B.B. Observational evidence of a soliton like feature in the active region NOAA 8214 and its modeling using the nonlinear Schrödinger equation | 235 |
| Нагнибеда В.Г., Топчило Н.А., Рахимов И.А., Лукичева М.А., Чобану М.И. Особенности распределения радиояркости по диску солнца на мм волнах: модели и наблюдения | 239 |

| | |
|---|-----|
| Наговицын Ю.А., Осипова А.А., Певцов А.А. Закон Джоя и две популяции групп солнечных пятен | 243 |
| Нечаева А.Б., Шарыкин И.Н., Зимовец И.В., Chen F. О связи горизонтального градиента вертикального магнитного поля с горизонтальным электрическим током на фотосфере в модельной активной области Солнца | 247 |
| Огурцов М.Г. Долговременные вариации интенсивности галактических космических лучей по данным о содержании ^{44}Ti в метеоритах | 251 |
| Парфиненко Л.Д. История стратосферных и наземных наблюдений фотосферы Солнца с высоким угловым разрешением в 70-х годах XX века в Пулковской обсерватории | 255 |
| Плотников А.А., Куценко А.С. Исследование динамики магнитного потока униполярных активных областей | 259 |
| Рахимов И.А., Дьяков А.А., Олифинов В.Г., Ерофеев Д.В., Топчило Н.А., Андреева Т.С., Иванов Д.В., Ипатов А.В., Ильин Г.Н., Петерова Н.Г., Хвостов Е.Ю. Солнечное затмение 21.06.2020 г. по наблюдениям на радиотелескопах ИПА РАН (первые результаты) | 261 |
| Романов К.В., Романов Д.В., Романов В.А. Генерация МГД-ударных волн в нижних слоях короны Солнца | 265 |
| Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Моторина Г.Г., Моргачев А.С. О временных задержках между суб-терагецовым и мягким рентгеновским излучением солнечных вспышек | 269 |
| Старкова Л.И. Шлемовидная структура короны 2019 года как индикатор 25 солнечного цикла | 273 |
| Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М. Ускорение КВМ в нижней короне в импульсных вспышках и солнечные энергичные частицы | 277 |
| Ступишин А.Г., Кальтман Т.И. Перспективы численной реконструкции параметров атмосферы радиоисточника в равновесной плазме | 281 |

| | |
|---|-----|
| Ступишин А.Г., Кальтман Т.И., Анфиногентов С.А. О методике выделения струй в однородных временных сериях изображений Солнца | 285 |
| Тонев П.Т. Анализ факторов возникновения электрического отклика Антарктической стратосферы на солнечное протонное событие 20-го января 2005 года | 289 |
| Тясто М.И., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б. Вариации циклов солнечной активности в ритмах озерных ленточных глин позднего Плейстоцена | 293 |
| Федоров В.М. Анализ вариаций разной физической природы в полном потоке солнечной радиации | 297 |
| Федоров В.М., Костин А.А., Фролов Д.М. Особенности удельной энергии облучения тонких слоёв атмосферы | 301 |
| Федотова А.Ю., Алтынцев А.Т., Мешалкина Н.С., Мышьяков И.И. Исследование природы фонового микроволнового излучения и микровспышек в молодой АО 12635 с 8 по 9 февраля 2017 года | 305 |
| Филатов Л.В., Мельников В.Ф. Роль аномального эффекта Доплера при взаимодействии энергичных электронов с турбулентностью вистлеров во вспышечных петлях | 309 |
| Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Жукова А.В. Токовые системы в активных областях разных магнито-морфологических классов в 24-м цикле солнечной активности | 313 |
| Холтыгин А.Ф., Моисеева А.В., Якунин И.А., Циона О.А., Валеев А.Ф. Быстрые звездные пульсации и локальные магнитные поля | 317 |
| Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г. Концентрация магнитного поля в короне Солнца и скрученность магнитных жгутов | 321 |
| Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г., Гольдварг Т.Б. Об оценке потока энергии альфвеновских волн в нижней атмосфере Солнца по результатам измерений доплеровских скоростей | 325 |
| Чариков Ю.Е., Скларова Е.М., Шувалова В.И., Шабалин А.Н. Структура рентгеновского излучения солнечных вспышек: миллисекундные спайки и квазипериодические пульсации | 329 |

| | |
|--|-----|
| Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н. Предвестники солнечных вспышек: наблюдения и феноменология | 333 |
| Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Кинетика ускоренных электронов и жесткое рентгеновское излучение на начальной стадии солнечной вспышки, стадии предвестника | 337 |
| Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е., Шувалова В.И. Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек в модели коллапсирующих ловушек | 341 |
| Шановалов С.Н., Афанасьев А.В., Юдин Г.В. Временная когерентность солнечного излучения NUV297-330nm и приповерхностного атмосферного давления (Антарктида-Арктика) | 345 |
| Шапошников В.Е., Зайцев В.В., Симонова Т.В. Интерпретация гармонической структуры излучения Юпитера в дециметровом диапазоне волн | 349 |
| Шаховская А.Н., Григорьева И.Ю. Статистическое исследование солнечных вспышек в мягком рентгеновском излучении в 23–24 циклах | 353 |
| Шибеев И.Г., Кукса Ю.И. Проявление внешних факторов в локальных показаниях артериального давления и пульса | 357 |
| Шибеев И.Г., Кукса Ю.И. Регулярные и эпизодические события по данным магнитометрического комплекса проекта «Шуман» | 361 |
| Шибалова А.С., Обридко В.Н., Пипин В.В., Соколов Д.Д. Форма солнечных циклов и среднесрочные колебания солнечной активности | 365 |
| Птицына Н.Г., Демина И.М. Цикличность космического климата за последние 1000 лет с учетом влияния магнитного момента Земли | 369 |
| Список авторов | 373 |
| Содержание | 375 |