

ПРОЯВЛЕНИЯ В ГЕЛИОСФЕРЕ И В ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ ДВУХ ВЕТВЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

MANIFESTATIONS OF TWO BRANCHES OF SOLAR ACTIVITY IN THE HELIOSPHERE AND GCR INTENSITY

М.Б. Крайнев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия, mkrainev46@mail.ru

M.B. Krainev

Lebedev Physical Institute, RAS,
Moscow, Russia, mkrainev46@mail.ru

Аннотация. Дается представление о процессах в гелиосфере и модуляции галактических космических лучей (ГКЛ) в ней как результатах действия в этом слое Солнца двух ветвей солнечной активности, называемых по топологии солнечных магнитных полей внутри Солнца тороидальной ветвью (активные области, пятна, вспышки, корональные выбросы массы и т. д.) и полоидальной ветвью (высокоширотные магнитные поля, полярные корональные дыры, зональные униполярные магнитные области и т. д.). Формулируется основная причина различного проявления обеих ветвей на поверхности Солнца и в гелиосфере — наличие в основании гелиосферы слоя, в котором основным энергетическим фактором является магнитное поле. При этом преимущество при проникновении в гелиосферу получают более крупномасштабные, хотя и менее интенсивные солнечные магнитные поля полоидальной ветви. Показана связь с полоидальной ветвью солнечной активности гелиосферных характеристик (поле скорости солнечного ветра, размер гелиосферы, форма гелиосферного токового слоя, регулярное гелиосферное магнитное поле и его флуктуации), которые, согласно современным представлениям, определяют распространение в гелиосфере ГКЛ.

Ключевые слова: галактические космические лучи, гелиосфера, модуляция ГКЛ, тороидальная и полоидальная ветви солнечной активности.

Abstract. This paper provides insight into heliospheric processes and galactic cosmic ray (GCR) modulation occurring due to the presence of two branches of solar activity in this solar layer. According to the topology of solar magnetic fields, these branches are called toroidal (active regions, sunspots, flares, coronal mass ejections, etc.) and poloidal (high-latitude magnetic fields, polar coronal holes, zonal unipolar magnetic regions, etc.). The main cause of different manifestations of the two branches on the solar surface and in the heliosphere — the layer at the base of the heliosphere in which the main energetic factor is the magnetic field — is formulated. In this case, the magnetic fields of the poloidal branch, which have a larger scale but a lower intensity, gain an advantage in penetrating into the heliosphere. A connection is shown between the poloidal branch and the heliospheric characteristics (solar wind velocity field, size of the heliosphere, form of the heliospheric current sheet, regular heliospheric magnetic field and its fluctuations) that, according to modern notions, determine GCR propagation in the heliosphere.

Keywords: galactic cosmic rays, heliosphere, GCR modulation, toroidal and poloidal branches of solar activity.

ВВЕДЕНИЕ

При описании цикла солнечной активности в фотосфере и нижележащих слоях Солнца выделяют две топологически различные системы солнечных магнитных полей (СМП): тороидальную B_{ϕ}^t и полоидальную $B_{r,\theta}^p$. Эти две системы связаны между собой полем движения солнечной плазмы, а именно, ее дифференциальным вращением, конвекцией и т. д. (см., например, [Вайнштейн и др., 1980; Charbonneau, 2010]). В наблюдаемых на фотосфере характеристиках к тороидальной ветви солнечных магнитных полей относятся активные области с солнечными пятнами и вспышками, средне- и низкоширотные униполярные магнитные области и т. д. К полоидальной ветви относятся высокоширотные корональные дыры, зональные униполярные магнитные

области и т. д. (например, [Бруцек, Дюрран, 1980; Maskay, Yeates, 2012]). Свойства этих двух систем СМП существенно различны. Магнитные поля солнечных пятен в основном можно представить как биполярные структуры с размерами $L^1 \ll r_{\odot}$, где r_{\odot} — радиус фотосферы, и максимальной напряженностью B^t порядка нескольких килогаусс. Системы магнитных полей корональных дыр имеют большие размеры (для высокоширотных $L^p \geq r_{\odot}$), небольшую среднюю напряженность $B^p \approx 1-10$ Гс и являются униполярными. Эти две системы СМП развиваются в противофазе, т. е., когда число и суммарная площадь солнечных пятен с периодом ~ 11 лет достигают максимума, площадь полярных корональных дыр минимальна, а напряженность высокоширотных магнитных полей меняет знак. И наоборот, когда площадь корональных дыр достигает максимума, число и площадь пятен близки к нулю, а полярность

ведущих и ведомых пятен биполярных структур, связанная со знаком B_{ϕ}^t подфотосферных полей, меняет знак. Подчеркнем, что обе системы СМП необходимы для понимания цикличности солнечной активности в рамках теории динамо [Charbonneau, 2010]. Однако обычно, говоря о цикле солнечной активности, ее минимумах и максимумах, необходимости и сложности ее прогноза, имеют в виду характеристики тороидальной ветви солнечной активности (например, [Hathaway, 2015]). В основном это связано со значительно более мощными проявлениями этой ветви (вспышки, корональные выбросы массы) в прилегающих к Солнцу слоях атмосферы.

Галактические космические лучи (ГКЛ) наблюдаются в наружном слое солнечной атмосферы — гелиосфере, причем наиболее длительные ряды измерений их интенсивности существуют для района орбиты Земли. С самого момента обнаружения долговременной вариации интенсивности ГКЛ (так называемой 11-летней вариации [Дорман, 1957]) она формулировалась как изменение интенсивности ГКЛ в противофазе с солнечным циклом (имеется в виду, как обычно, цикл пятнообразовательной, или тороидальной ветви солнечной активности). Это было естественно, так как в то время (1950-е гг.) не существовало сколько-нибудь определенных сведений о гелиосфере и процессе модуляции в ней ГКЛ.

С тех пор многое изменилось. Были сформулированы представления о сверхзвуковом солнечном ветре (СВ) и крупномасштабной структуре гелиосферных магнитных полей (ГМП) (ссылки в [Parker et al., 1979; Owens, Forsyth, 2013]), накоплены результаты многолетних измерений характеристик СВ, ГМП и ГКЛ около Земли и даже в высокоширотной и переходной к межзвездному пространству областях гелиосферы [Lazar, 2012; Valogh et al., 2014]. В частности, было показано, что на большей части солнечного цикла скорость СВ сильно меняется с гелиоширотой, а гелиосфера разделена по направлению ГМП на два униполярных «полушария» гелиосферным токовым слоем (ГТС). В анизотропии и интенсивности ГКЛ были обнаружены, кроме 11-летних, 22-летние эффекты [Forbush, 1969; Ahluwalia, 1979]. С другой стороны, была в основном сформулирована теория модуляции ГКЛ, включающая эффекты адиабатического замедления и конвекции ГКЛ солнечным ветром, их диффузии в нерегулярных ГМП, а также дрейфа частиц в неоднородном ГМП [Крымский, 1964; Parker, 1965; Jokipii et al., 1977]. Тем не менее, представление об 11-летнем цикле в пятнообразовательной активности Солнца как основной причине долговременных вариаций интенсивности ГКЛ в гелиосфере сохранилось и повторяется из статьи в статью (см., например, [Potgieter, 2013; Герасимова и др., 2017]). При этом небольшие наблюдаемые 22-летние эффекты в ГКЛ связывают с вариацией с этим периодом преимущественной полярности ГМП (A — знак радиальной компоненты ГМП в северном полушарии гелиосферы) посредством магнитного дрейфа [Jokipii et al., 1977]. Такая точка зрения на роль двух ветвей солнечной активности в гелиосфере и модуляции в ней ГКЛ проанализирована в работе [Kraivev et al., 2015].

Поскольку научные интересы автора статьи с середины 1970-х гг. связаны с проявлением в гелиосфере и в интенсивности ГКЛ обнаруженного в это время разделения гелиосферы на две униполярных полусферы [Shulz, 1973], с влиянием на интенсивность ГКЛ магнитного дрейфа частиц [Jokipii et al., 1977], с инверсией ГМП [Rosenberg, Coleman, 1969] и т. д., он естественно пришел к заключению о роли в гелиосфере двух ветвей солнечной активности, радикально отличающейся от изложенной в предыдущем абзаце.

При этом формирование этой точки зрения шло двумя путями. С одной стороны, при теоретическом исследовании модуляции ГКЛ в гелиосфере численно анализировалось влияние эффектов полоидальной ветви (прежде всего, магнитного дрейфа) на характер 11-летней и 22-летней вариаций интенсивности ГКЛ. С помощью исключения дрейфового члена в уравнении модуляции ГКЛ было предложено выделить в интенсивности ГКЛ компоненты, связанные с двумя ветвями солнечной активности. Показано, что каждая из этих ветвей дает существенный вклад как в 11-летнюю, так и в 22-летнюю вариации интенсивности (см. ссылки в [Kalinin, Kraivev, 2013; Kraivev, Kalinin, 2013a]). Для выяснения механизмов этого процесса был предложен метод разложения расчетной интенсивности на парциальные интенсивности, определяемые разными механизмами модуляции ГКЛ [Kraivev, Kalinin, 2013a; Kraivev, 2015]. Предложена гипотеза о том, что влияние дрейфа частиц на другие процессы (диффузию, конвекцию, адиабатическое замедление частиц ГКЛ) осуществляется путем формирования дрейфом градиента интенсивности [Крайнев, 2013; Kraivev et al., 2015]. При этом важно, что в отличие от диффузии, которая определяется наличием градиента интенсивности, когда перенос частиц происходит навстречу градиенту, разрушая его, дрейф приводит к переносу частиц перпендикулярно градиенту и может существенно изменять его, не разрушая.

С другой стороны, на основании анализа данных о солнечных и гелиосферных характеристиках, важных для распространения ГКЛ, проводилось исследование процесса образования гелиосферы и ее строения, роли гелиосферных пограничных слоев — прилегающего к Солнцу (в работе [Kraivev, Webber, 2004] мы назвали его подложкой гелиосферы) и прилегающего к межзвездному пространству (так называемый внутренний гелиошит). Сначала при обсуждении влияния двух ветвей солнечной активности на важные для ГКЛ гелиосферные характеристики рассмотрение было в основном качественным [Kraivev et al., 2013]. Затем с использованием модели потенциального магнитного поля с поверхностью источника (см. [Altschuler, Newkirk, 1969; Schatten et al., 1969]) и ссылки в [Hoeksema, 1984]) была определена форма нейтральных линий магнитного поля на поверхности источника, которая после вытягивания этой линии солнечным ветром в гелиосферу дает приемлемую модель формы гелиосферного токового слоя [Kraivev, Kalinin, 2010]. Были исследованы характеристики совокупности этих форм, их изменение с фазой пятенного цикла Солнца,

предложена их классификация и модель инверсии ГМП [Kraiev, Kalinin, 2013b]. Наконец, в работах [Крайнев, 2017; Kraiev et al., 2019] очень кратко сформулированы аргументы в пользу того, что практически все важные для ГКЛ характеристики СВ и ГМП в периоды средней и низкой пятнообразовательной активности Солнца в большой степени определяются проявлением в гелиосфере полоидальной ветви активности Солнца, достигающей максимума своего развития в этот период. Естественно, интенсивность ГКЛ, определяемая этими гелиосферными характеристиками, в указанные фазы цикла солнечной активности тоже должна зависеть от полоидальной ветви солнечной активности.

Как уже отмечалось, взгляд на процессы в гелиосфере как определяемые обеими ветвями активности Солнца разделяется немногими. Тем важнее было появление работ [Bilenko, Tavastsherna, 2016; Bilenko, 2018], в которых последовательно проводится попытка разделить в поведении гелиосферных характеристик, наблюдаемых около Земли, вклад тороидальных и полоидальных ветвей. В неявном виде эта точка зрения также развивается в работе [Wang, 2014].

В данной статье более подробно излагаются представления о зависимости характеристик Солнца и гелиосферы, важных для ГКЛ, от двух ветвей солнечной активности. Общие закономерности долговременных вариаций активности Солнца и интенсивности ГКЛ обсуждаются в разделе 1. В разделе 2 рассматриваются особенности гелиосферы как внешнего слоя Солнца, в разделе 3 выделяются ее характеристики, важные для распространения ГКЛ. В разделе 4 обсуждается зависимость характеристик гелиосферы и интенсивности КЛ от обеих ветвей активности Солнца. При этом рассмотрение этой зависимости ведется на качественном уровне, т. е. без формулировки моделей гелиосферных характеристик, решения уравнения модуляции ГКЛ и т. д. Конкретные модели характеристик, используемых при исследовании распространения ГКЛ в гелиосфере, решение соответствующей краевой задачи и анализ решения для выявления эффектов каждой из ветвей солнечной активности будут рассмотрены отдельно. Наконец, раздел 5 содержит обсуждение полученных результатов и выводы статьи.

1. ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЦА И ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ

Для обсуждения поднимаемого в статье вопроса о том, что на Солнце является причиной долговременных вариаций интенсивности ГКЛ в гелиосфере, сопоставим на рис. 1 временные зависимости характеристик солнечной активности и интенсивности ГКЛ за последние 60 лет.

Видна общая противофазность развития двух ветвей солнечной активности: в эпохи максимума пятнообразовательной активности Солнца наблюдается минимальная величина полоидальных магнит-

ных полей и их инверсия. И наоборот, минимальные площади пятен и инверсия связанных с ними тороидальных магнитных полей (выражающаяся в смене полярности ведущих и ведомых пятен нового цикла) наблюдаются в периоды, когда величина высокоширотных СМП максимальна. Поскольку обычно во временном профиле суммарной площади пятен наблюдаются два максимума (так называемые пики Гневывшева с провалом Гневывшева между ними [Gnevyshev, 1967; Bazilevskaya et al., 2000]), в качестве индекса максимальной площади пятен S_{SS}^{\max} возьмем среднее значение площадей пятен в этих локальных максимумах, показанное звездочками для солнечных циклов 19–24 на рис. 1, а.

Из сопоставления панелей а и г следует также общая противофазность 11-летней вариации интенсивности ГКЛ и пятнообразовательной активности Солнца. Таким образом, понятно, на чем основана широко распространенная точка зрения, что 11-летняя вариация интенсивности ГКЛ (ее амплитуда и фаза) в основном определяется пятнообразовательной активностью Солнца. В то же время видно, что в форме

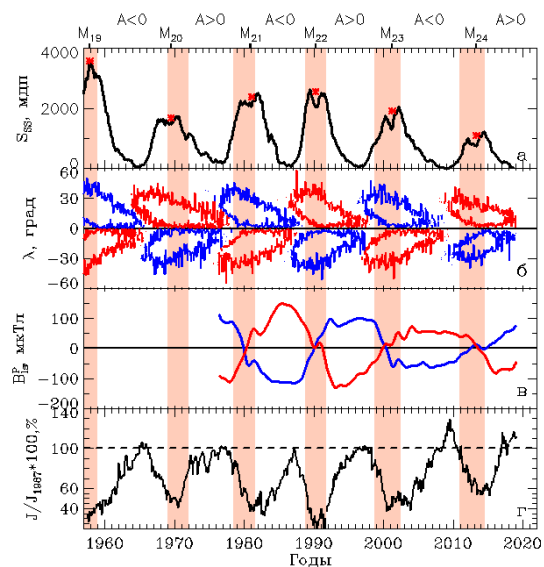


Рис. 1. Временная зависимость характеристик двух ветвей солнечной активности и интенсивности ГКЛ в районе орбиты Земли в 1957–2019 гг. Периоды инверсии ГМП (см. подраздел 4.2.) показаны вертикальными затененными полосами, а над панелями указаны моменты максимумов пятнообразовательных циклов (M_N для N -ого цикла по цюрихской классификации) и преимущественная полярность ГМП A . Все характеристики, кроме показанных на панелях б и г, сглажены с периодом 1 год. Панель а — суммарная по двум полушариям площадь солнечных пятен [https://solarscience.msfc.nasa.gov], звездочки — средняя для двух пиков Гневывшева площадь солнечных пятен; б — границы широтных зон биполярных активных областей с $B_\phi > 0$ (синие линии) и $B_\phi < 0$ (красные линии) [https://solarscience.msfc.nasa.gov]; в — компонента вдоль луча зрения высокоширотных фотосферных магнитных полей в N- и S-полушариях Солнца (синяя и красная линии соответственно) [http://wso.stanford.edu]; г — нормированная на 100 % в 1987 г. интенсивность ГКЛ средних энергий (протоны с кинетической энергией $T > 100$ МэВ) по данным [https://sites.lebedev.ru/en/DNS_FIAN] (см., [Стожков и др., 2007])

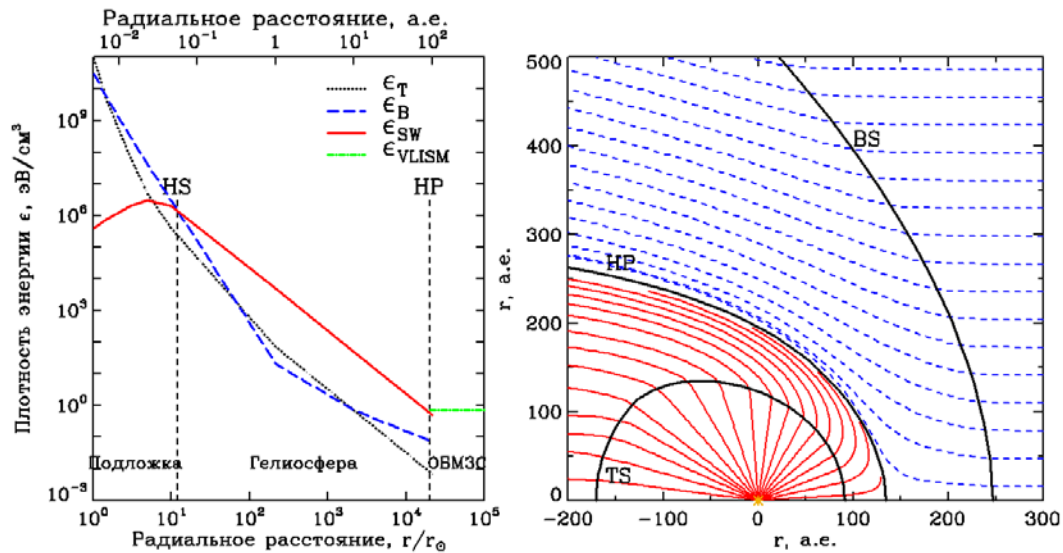


Рис. 2. Особенности и структура гелиосферы: *a* — плотность энергии различных типов (тепловой, магнитной, кинетической СВ, межзвездной) как функция относительного гелиоцентрического расстояния (r/r_{\odot} , где r_{\odot} — радиус фотосферы) в атмосфере Солнца по данным в основном [Rossi, Olbert, 1970]. Вертикальными штриховыми линиями показаны внутренняя (HS) и внешняя (HP) границы гелиосферы; *b* — линии тока солнечного и межзвездного ветров (тонкие сплошные и штриховые линии соответственно) и основные поверхности структуры гелиосферы: терминальная ударная волна (TS), гелиопауза (HP) и ударная волна межзвездного ветра (BS) по результатам расчетов [Baranov, Malama, 1993]

временного профиля интенсивности ГКЛ проявляется разная полярность ГМП в последовательные периоды низкой пятенной активности Солнца: временной профиль интенсивности протонов ГКЛ более остроугольный при $A < 0$ и более платообразный при $A > 0$. Эти детали обычно относят к эффектам общего магнитного поля Солнца, как бы существующего в дополнение к циклу солнечной активности.

Наконец, из рис. 1 следует, что изменение полярности ГМП, на которую реагируют ГКЛ, происходит в периоды максимума пятнообразовательной активности Солнца, близкие к периодам инверсии полоидальной (рис. 1, *a*), а не тороидальной (рис. 1, *b*) ветвей солнечной активности. Это означает, что по какой-то причине в гелиосфере проявляются особенности именно полоидальной ветви, на Солнце значительно менее заметной, чем тороидальная. Этот факт представляется нам основным в доказательстве активной роли полоидальной ветви активности в процессах, протекающих в гелиосфере, включая модуляцию ГКЛ.

2. ОСОБЕННОСТИ ГЕЛИОСФЕРЫ КАК ВНЕШНЕГО СЛОЯ СОЛНЦА

Для понимания особенностей гелиосферы полезно рассмотреть зависимость от гелиоцентрического расстояния плотности энергии СВ и ГМП, показанную на рис. 2, *a*. Отметим, что приведенная зависимость имеет лишь некоторый ориентировочный смысл — в реальности и Солнце, и гелиосфера сферически несимметричны и распределение характеристик вдоль луча, исходящего из Солнца, будет зависеть от направления этого луча, а также от фазы солнечного цикла, момента времени внутри этой фазы и т. д.

Как следует из рис. 2, *a*, на фотосфере существует примерное равенство плотностей тепловой ($\epsilon T = nkT$,

где n, T, k — плотность и температура СВ и постоянная Больцмана) и магнитной энергий ($\epsilon_B = \frac{B^2}{8\pi}$,

где B — индукция магнитного поля), которое с удалением от Солнца из-за уменьшения плотности СВ быстро нарушается, так что до расстояний порядка $r_{HS} \approx 10 r_{\odot}$ основным динамическим фактором является магнитное поле. В то же время в этом слое, который мы будем для краткости называть подложкой гелиосферы, происходит ускорение СВ. Начиная с $r = r_{HS}$ до $r = r_{HP}$ простирается собственно гелиосфера, где основным динамическим фактором является сверхзвуковой и сверхальфвеновский СВ ($\epsilon_{SW} = nmV^2/2$, где V — скорость СВ, m — масса протона). Далее располагается очень близкая к Солнцу межзвездная среда (Very Local Interstellar Medium, VLISM).

Такая сферически симметричная геометрия гелиосферы нарушается движением Солнца относительно межзвездной среды, а также зависимостью характеристик СВ от гелиошироты, что приводит к сложной структуре гелиосферы, включающей поверхность терминальной ударной волны (TS), за которой СВ становится дозвуковым в гелиошите — слое между TS и гелиопаузой. Если движение солнечной системы относительно межзвездной среды происходит со сверхзвуковой скоростью, в межзвездной среде образуется головная ударная волна (BS). Некоторое представление о реальной структуре гелиосферы дает рис. 2, *b* построенный по результатам расчетов [Baranov, Malama, 1993].

Таким образом, для прояснения интересующего нас вопроса о соотношении проявлений двух ветвей активности на Солнце и в гелиосфере чрезвычайно важны процессы, протекающие в подложке гелиосферы.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕЛИОСФЕРЫ, ВАЖНЫЕ ДЛЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В НЕЙ ГКЛ

Прежде чем разбираться во влиянии на характеристики гелиосферы двух ветвей солнечной активности, выделим из этих характеристик те, которые наиболее важны для распространения в гелиосфере ГКЛ. По современным представлениям (см., например, обзор [Potgieter, 2013] и ссылки в нем), в стационарном случае интенсивность $J(r, T)$ ГКЛ с кинетической энергией T и импульсом p описывается решением красовой задачи со следующим транспортным уравнением для функции распределения ГКЛ $U(r, p) = J(r, T) / p^2$:

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

граничными условиями на внутренней ($r=r_{\min}$) и наружной ($r=r_{\max}$) границах области модуляции:

$$\partial U / \partial r|_{r=r_{\min}} = 0, \quad (2)$$

$$U|_{r=r_{\max}} = U_{\text{nm}}(p), \quad (3)$$

где $U_{\text{nm}}(p)$ — немодулированная функция распределения ГКЛ в очень близкой к Солнцу межзвездной среде, а также так называемым начальным условием — отсутствием модуляции для частиц достаточно высокой энергии ($T_{\max} \approx 100$ ГэВ):

$$U|_{p=p_{\max}} = U_{\text{nm}}(p_{\max}). \quad (4)$$

В уравнении (1) \mathbf{K} , \mathbf{V} , \mathbf{V}_d — тензор диффузии частиц, скорость СВ и скорость магнитного дрейфа частиц соответственно. Тензор диффузии определяется индукцией регулярного ГМП \mathbf{B} и спектром его неоднородностей по волновым числам $P(k)$. Скорость магнитного дрейфа удовлетворяет выражению

$$\mathbf{V}_d = \frac{pv}{3q} \left[\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right], \quad (5)$$

где v и q — скорость и заряд частиц.

Таким образом, в соответствии с целями нашей статьи необходимо в вариациях скорости СВ, напряженности и полярности регулярного ГМП, спектра его неоднородностей, а также, возможно, в форме границы области модуляции ГКЛ выделить влияние двух ветвей активности Солнца.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕЛИОСФЕРЫ И ДВЕ ВЕТВИ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

Несмотря на то, что наиболее мощным гелиосферным фактором является солнечный ветер, рассмотрение важных для ГКЛ характеристик начнем не со скорости СВ, а с процессов в подложке гелиосферы и с формы ГТС. Этот выбор обусловлен тем, что благодаря процессам в подложке на большей части солнечного цикла как скорость СВ в гелиосфере, так и распределение регулярного ГМП оказываются организованными относительно расстояния от ГТС.

4.1. Простейшая модель магнитного поля в подложке гелиосферы и форма ГТС

Для исследования вариаций ГКЛ широко используется модель потенциального солнечного магнитного поля с поверхностью источника. Модель разработана в обсерватории им. Дж. Вилкокса Стэнфордского университета США (Wilcox Solar Observatory, WSO, [Schatten et al., 1969; Altschuler, Newkirk, 1969; Hoeksema, 1984]) и предполагает полное отсутствие токов в подложке гелиосферы, $r_{\odot} \leq r \leq r_{\text{SS}}$, где r_{SS} — радиус поверхности источника ГМП — внешняя граница подложки и внутренняя граница гелиосферы. Тогда в потенциальном приближении при скалярном потенциале $\Phi = \sum_{l=0}^{l=9} \Phi_l$,

удовлетворяющем уравнению $\nabla^2 \Phi = 0$, индукция солнечного магнитного поля $\mathbf{B} = \nabla \Phi$ в подложке гелиосферы представляется в виде разложения в ряд по сферическим функциям

$$\Phi_l = r_{\odot} \sum_{m=-l}^{m=l} P_l^m(\vartheta) \times \{ g_{lm} \cos(m\varphi) C_{lm}(r) + h_{lm} \sin(m\varphi) D_{lm}(r) \} \quad (6)$$

с известными функциями $P_l^m(\vartheta)$, $C_{lm}(r)$, $D_{lm}(r)$ и коэффициентами g_{lm} , h_{lm} , определяемыми по результатам ежедневного сканирования компоненты вдоль луча зрения фотосферного магнитного поля и граничными условиями на r_{\odot} и r_{SS} . На сайте [<http://wso.stanford.edu>] публикуются для каждого кэррингтоновского оборота начиная с КО 1642 (май–июнь 1976 г.) два набора этих коэффициентов для двух вариантов граничного условия на r_{\odot} , определяющих результаты модели WSO: классического, когда в качестве внутреннего граничного условия используется вся компонента индукции СМП вдоль луча зрения, и радиального, когда направление СМП на фотосфере предполагается радиальным.

Выражение (6) позволяет рассчитать все три компоненты индукции СМП в любой точке подложки. Следует отметить известные недостатки модели WSO: 1) предполагается полное отсутствие токов в подложке, в том числе токовых слоев; 2) поверхность источника располагается слишком близко к Солнцу ($r_{\text{SS}} = 2.5r_{\odot}$, $3.25r_{\odot}$ для классического и радиального вариантов модели соответственно), хотя СВ становится сверхзвуковым и сверхальфвеновским на значительно больших расстояниях ($r_{\text{HS}} > 10r_{\odot}$). Эти недостатки приводят к тому, что 1) радиальная компонента B_r на поверхности источника оказывается в несколько раз слабее, чем следует из ее измерений на орбите Земли и из радиальной зависимости, обратного пропорциональной квадрату гелиоцентрического расстояния в гелиосфере; 2) возрастание модуля $B_r(\vartheta, \varphi)$ с удалением от токового слоя, не соответствует постоянству $B_r(\vartheta, \varphi)$ вне ГТС, следующему из данных КА Ulysses [Smith et al., 1995]. Было показано [Schatten, 1971; Zhao, Hoeksema, 1994], что путем усложнения модели эти недостатки можно преодолеть, однако по этому пути авторы модели

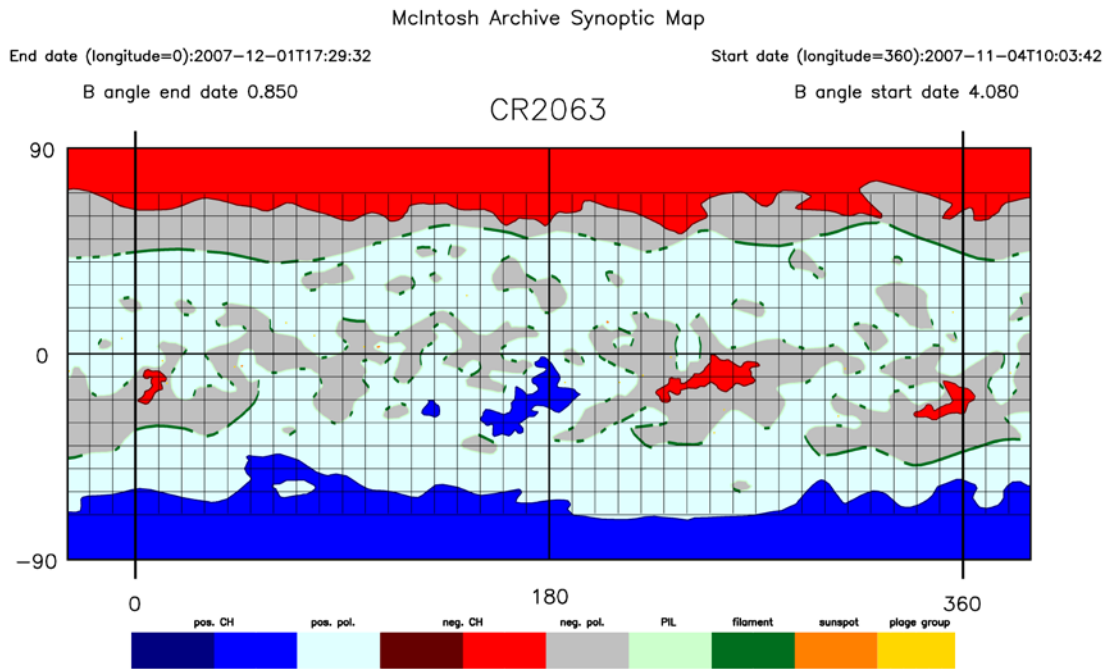


Рис. 3. Распределение различных проявлений солнечной активности вблизи фотосферы Солнца (карта МакИнтоша) для КО 2063 [https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-imagery/composites/synoptic-maps/mc-intosh/ptmc_level3/ptmc_level3_gifs]. Внизу приведено соответствие солнечных образований и полярности магнитных полей в них цвету заливки

WSO не пошли и по-прежнему на сайте [<http://wso.stanford.edu>] выкладываются и широко используются результаты простой модели. Поэтому абсолютная величина и зависимость от координат $B_r(\vartheta, \varphi)$ на поверхности источника, рассчитанные по модели WSO, при исследовании модуляции ГКЛ в гелиосфере не используются, но форма рассчитанных нейтральных линий $B_r(\vartheta, \varphi)=0$ на этой поверхности в первом приближении соответствует форме ГТС по данным КА Ulysses, Pioneers, Voyagers [Balogh, Jokipii, 2009; Balogh, Erdos, 2013] и широко используется.

В следующих разделах мы будем широко использовать результаты модели WSO двух типов: форму нейтральных изолиний $B_r(\vartheta, \varphi)=0$ на поверхности источника и поток магнитного поля через фотосферу и поверхность источника. При этом при вычислении \mathbf{B} в подложке мы не будем учитывать монополярный член $l=0$ в выражении (6), хотя соответствующие коэффициенты в публикуемых наборах присутствуют. Кроме того, при вычислении потоков СМП мы будем интересоваться вкладом в эти потоки магнитных полей, соответствующих разным индексам l , особенно вкладом дипольного члена $l=1$. Нейтральные изолинии будут рассматриваться как основания гелиосферных токовых слоев, а по указанным потокам можно судить о процессах, происходящих в подложке гелиосферы.

Покажем возможности модели WSO для описания СМП в подложке гелиосферы и того, что происходит при переходе от фотосферы к гелиосфере, на примере одного кэррингтоновского оборота (КО 2063, ноябрь 2007 г., период низкой пятенной активности). Сначала рассмотрим распределение на

фотосфере различных проявлений солнечной активности (корональные дыры, волокна, флоккулы, солнечные пятна), скомпилированное на картах МакИнтоша [https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-imagery/composites/synoptic-maps/mc-intosh/ptmc_level3/ptmc_level3_gifs]. На рис. 3 видны полярные и низкоширотные корональные дыры и униполярные области, разделенные волокнами, — остатки СМП активных областей. На верхней панели рис. 4 показано рассчитанное по модели WSO для того же КО 2063 распределение СМП на фотосфере. Видно, что модель WSO в основных чертах воспроизводит распределение по полярности СМП различных проявлений солнечной активности, хотя модельное распределение значительно более размытое.

Теперь рассмотрим, как изменяются модельные распределения B_r при переходе от фотосферы к поверхности источника, показанные соответственно на верхней и нижней панелях рис. 4. Видно, что при удалении от фотосферы в подложке распределение магнитных полей существенно упрощается. Вместо чередования многих униполярных островков СМП на фотосфере, которые представляют собой магнитные поля активных областей, корональных дыр и т. д., на поверхности источника существует в рассматриваемый период лишь одна изогнутая нейтральная линия, разделяющая эту поверхность на две униполярные полушеры, причем полярность B_r в них соответствует полярности высокоширотных полей на фотосфере. В то же время видно, что на форму этой нейтральной линии оказывают значительное влияние средне- и низкоширотные униполярные области, в основном корональные дыры.

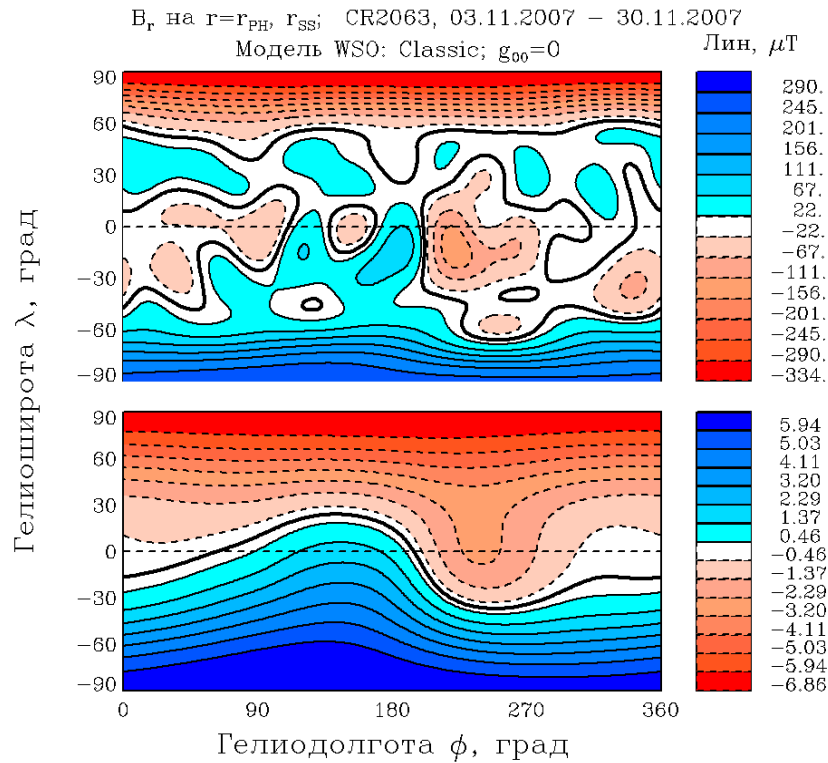


Рис. 4. Распределения радиальной составляющей индукции СМП на фотосфере Солнца (верхняя панель) и на поверхности источника ГМП (нижняя панель), вычисленные по модели WSO [Hoeksema, 1984] для того же КО 2063, что и на рис. 3. Изолинии $B_r = const$ показаны сплошными тонкими линиями при $B_r > 0$ и штриховыми при $B_r < 0$, изолинии $B_r = 0$ — толстыми сплошными линиями. На узких правых панелях указаны значения B_r на разных изолиниях

Временные границы фаз инверсии ГМП в четырех последних солнечных циклах

Фаза инверсии ГМП	Солнечный цикл Полярность ГМПА до/после инверсии	СЦ 21 +/-	СЦ 22 -/+	СЦ 23 +/-	СЦ 24 -/+
прединверсия ГМП	кэрр. обороты месяц. год	1670–1682 07.1978–06.1979	1809–1813 11.1988–03.1989	1942–1952 11.1998–08.1999	2104–2118 12.2010–12.2011
инверсия ГМП	кэрр. обороты месяц. год	1683–1693 07.1979–03.1980	1814–1834 04.1989–10.1990	1953–1958 09.1999–01.2000	2119–2147 01.2012–02.2014
постинверсия ГМП	кэрр. обороты месяц. год	1694–1711 04.1980–08.1981	1835–1847 11.1990–10.1991	1959–1990 02.2000–06.2002	2148–2153 03.2014–08.2014

Это упрощение распределения СМП по полярности иллюстрирует главную функцию подложки — фильтрацию магнитных полей по их характерным размерам при переходе от фотосферы к гелиосфере с предоставлением преимуществ крупномасштабным магнитным полям, пусть даже значительно более слабым. Для нас это означает предоставление преимуществ для проникновения в гелиосферу магнитных полей полоидальной ветви по сравнению с тороидальной.

4.2. Форма гелиосферного токового слоя и инверсия ГМП

Поскольку на большей части солнечного цикла гелиосферный токовый слой организует вокруг себя распределения полярности крупномасштабного ГМП и скорости СВ и, как следствие, некоторые другие важные для ГКЛ характеристики, прежде всего рассмотрим простую классификацию распределения полярности ГМП [Kraivev, Kalinin, 2013b] и его изменение с фазой солнечного цикла. Описан-

ные ниже изменения распределения полярности ГМП составляют, по нашему предположению [Kraivev, Kalinin, 2013b], процесс инверсии ГМП, временные границы разных фаз которого для последних четырех солнечных циклов сведены в таблицу (в кэррингтоновских оборотах и приблизительно в месяцах и годах). Кроме того, распределения полярности ГМП в граничных оборотах последней инверсии ГМП в цикле 24 показаны на рис. 5. При составлении таблицы и рис. 5 использован классический вариант модели WSO. При использовании другого (радиального) варианта модели WSO могут быть незначительные изменения границ фаз инверсии ГМП.

В течение примерно 7–8 лет из 11 гелиосфера оказывается разделенной на два униполярных полушария единственным глобальным (т. е. связывающим все долготы) ГТС. Примерами таких распределений полярности ГМП являются панели *a* и *e* рис. 5. Такое распределение ГМП можно назвать дипольным и описать преимущественной полярностью

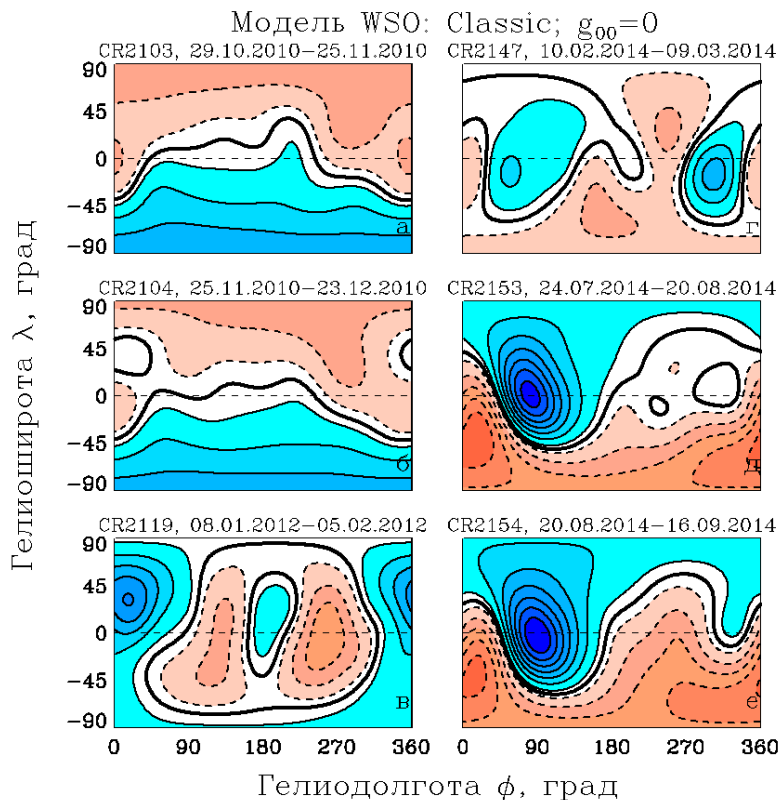


Рис. 5. Смена распределения полярности ГМП в процессе инверсии на примере цикла 24. Панель *a* — последний оборот фазы дипольности ГМП перед началом инверсии; *b* — первый оборот фазы прединверсии; *c, z* — первый и последний обороты фазы собственно инверсии ГМП; *d* — последний оборот фазы постинверсии; *e* — первый оборот новой дипольной фазы ГМП

А по знаку *B*, в северном полушарии. Дипольная фаза ГМП характерна для эпох средней и низкой пятнообразовательной активности Солнца.

С приближением эпохи максимума тороидальной ветви активности помимо глобального ГТС образуются локальные ГТС, ограничивающие островки противоположной полярности внутри униполярных полушар (рис. 5, *b*). Период такого распределения ГМП назовем фазой их прединверсии. Далее глобальный ГТС разрывается, затем через некоторое время (фаза собственно инверсии ГМП, панели *в* и *z*) вновь образуется, но полярность ГМП в каждом полушарии изменяется на противоположную. При этом в течение нескольких оборотов (фаза постинверсии ГМП, панель *d*) в униполярных полушариях еще могут присутствовать островки противоположной полярности, а затем на следующие 7–8 лет устанавливается единственный глобальный ГТС (новая дипольная фаза ГМП, рис. 5, *e*).

Интервалы времени вне периодов инверсии, указанных в таблице, относятся к непрерывным дипольным фазам ГМП соответствующей полярности длительностью 7–8 лет. Единственным исключением, не отмеченным в таблице, является появление маленького островка отрицательной полярности в большом положительном полушарии в кэррингтоновском обороте 2037 (24.11.2005–21.12.2005).

В течение фазы дипольности ГМП степень изогнутости глобального ГТС изменяется. Эту степень обычно характеризуют величиной так называемого

кваситилта, равного половине диапазона гелиоширот, занимаемого глобальным ГТС,

$$\alpha_{qt} = \frac{\lambda_{\max}^{\text{HCS}} - \lambda_{\min}^{\text{HCS}}}{2},$$

где $\lambda_{\max}^{\text{HCS}}$ и $\lambda_{\min}^{\text{HCS}}$ — максимальное и минимальное значения гелиошироты глобального ГТС. Величина α_{qt} регулярно публикуется и очень широко используется при анализе поведения ГКЛ. Отметим, что на сайте [<http://wso.stanford.edu>] эта характеристика приводится для обоих вариантов модели WSO и не только для периода дипольности ГМП. При этом при наличии нескольких ГТС (панели *b, d* рис. 5) максимальная и минимальная гелиошироты вычисляются по всем имеющимся ГТС. На наш взгляд, использование при анализе и моделировании ГКЛ квазитилта для периодов инверсии ГМП трудно обосновать.

Таким образом, описанный процесс инверсии ГМП в фазе с инверсией полоидальных, а не тороидальных СМП является важнейшим свидетельством влияния полоидальной ветви солнечной активности в гелиосфере. Однако в период инверсии ГМП, близкий к фазе максимума тороидальной ветви, влияние на СВ и напряженность ГМП пока еще слабых полоидальных полей мало по сравнению с максимальным влиянием тороидальной ветви и связанных с ней нестационарных явлений (солнечные вспышки, выбросы корональной массы и т. д.). Поэтому далее при обсуждении влияния полоидальной ветви солнечной активности на поведение характере-

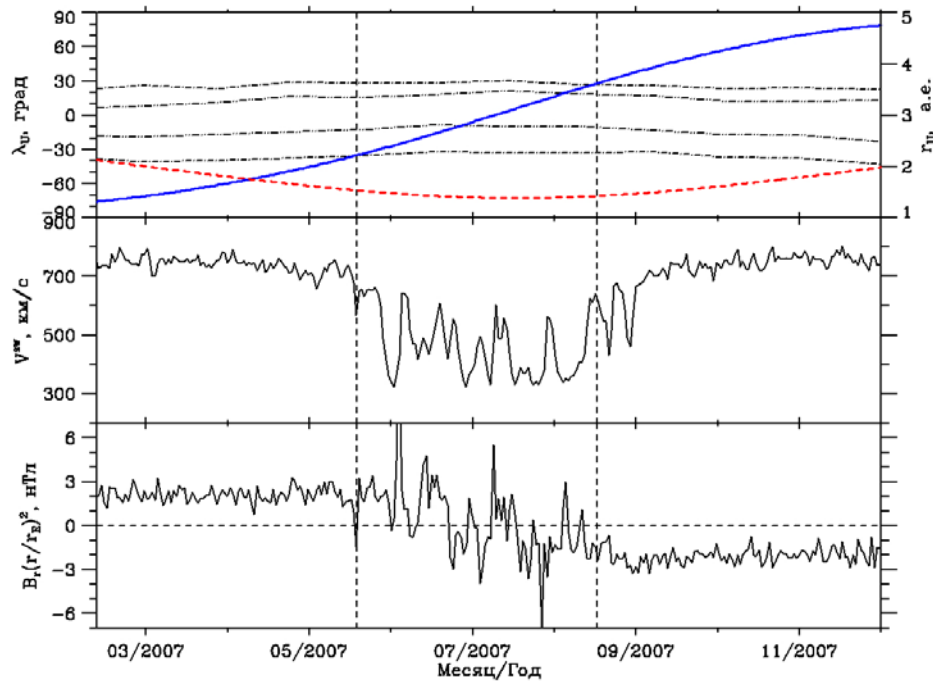


Рис. 6. Зависимость скорости СВ (панель б) и радиальной компоненты ГМП, приведенной к 1 а.е. (панель в), вдоль траектории КА Ulysses [http://ufa.esac.esa.int/ufa/#data]. На панели а показано поведение гелиошироты (сплошная линия) и гелиоцентрического расстояния (штриховая линия) КА Ulysses, а также максимальной и минимальной гелиоширот глобального ГТС для классической (штрих-пунктирные линии) и радиальной (линии штрих-точка-точка) вариантов модели WSO [http://wso.stanford.edu]

ристик, важных для ГКЛ, мы ограничимся фазой дипольности ГМП.

4.3. Поле скорости солнечного ветра

Указанное в предыдущем разделе организующее влияние ГТС на поле скоростей СВ и ГМП на большей части солнечного цикла в первом приближении сводится к тому, что в основании гелиосферы 1) скорость СВ минимальна на ГТС и быстро возрастает при удалении от него [Hundhausen, 1972; Shulz, 1973], см. также [Wang, Sheeley, 1990; Arge, Pizzo, 2000]; 2) радиальная компонента ГМП в пределах полушария униполярна по знаку и на определенном гелиоцентрическом расстоянии однородна по величине в каждой из двух полусфер, разделенных глобальным ГТС [Smith et al., 1995].

Отмеченная организация полей СВ и ГМП относительно глобального ГТС хорошо иллюстрируется рис. 6, построенным по данным КА Ulysses (третий быстрый пролет Ulysses от южной приполярной широты к северной). Видно, что скорость СВ становится высокой, а ГМП — униполярным и однородным по величине радиальной компоненты примерно в моменты времени (показанные вертикальными штриховыми прямыми), когда КА выходит за пределы широтной зоны, занимаемой глобальным ГТС, рассчитанным по классическому, а не радиальному варианту модели WSO [URL WSO].

Таким образом, из-за влияния крупномасштабных (в основном полоидальных) СМП в подложке гелиосферы скорость и плотность СВ в огромных объемах изменяются приблизительно в два раза в фазе с активностью полоидальной ветви солнечной активности. Из-за изменения скорости и плотности

СВ может также сильно меняться размер области модуляции ГКЛ, $r_{max} \sim (nV^2)^{1/2}$.

Кроме того, эти особенности приводят как к существенной широтной зависимости усредненной по долготе скорости СВ, так и к образованию в широтной зоне, занимаемой глобальным ГТС, потоков СВ разной скорости на близких долготах. Потоки хорошо видны на средней панели рис. 6. Как следствие, это приводит к образованию областей их взаимодействия, усиленного возмущения ГМП и т. д. [Richardson, 2018].

4.4. Потоки магнитного поля и радиальная компонента регулярного ГМП

В работе [Крайнев, 2017] уже отмечалась большая мощность вариаций скорости СВ и ГМП, обусловленных полоидальной ветвью активности Солнца. Модуль изменения вектора напряженности ГМП при переходе от одного максимума тороидального цикла к следующему (когда ГМП меняет направление на противоположное, образуя 22-летний цикл) сопоставим с вариацией модуля напряженности ГМП в пятнообразовательном (или 11-летнем) цикле. Таким образом, практически во всей гелиосфере вариация ГМП в полоидальном цикле не меньше, чем в тороидальном.

В предыдущем разделе в качестве одной из основных особенностей распределения ГМП было указано постоянство абсолютной величины $B_r(\vartheta, \phi)$ на определенном гелиоцентрическом расстоянии в каждом из униполярных полушарий, хорошо заметное на нижней панели рис. 6. Теперь рассмотрим, какой из двух ветвей солнечной активности определяется сама эта величина.

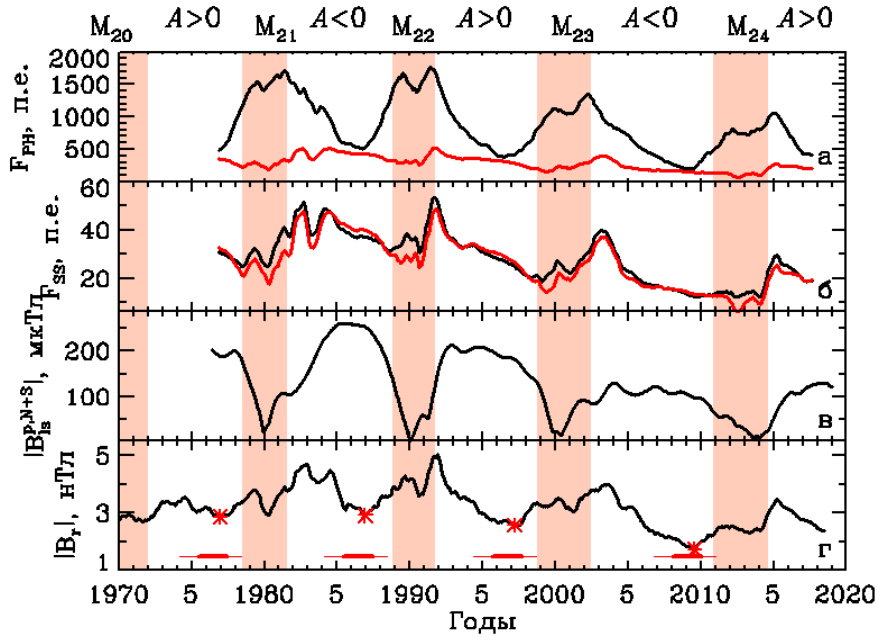


Рис. 7. Поток магнитного поля через разные слои солнечной атмосферы и полоидальное поле Солнца в 1970–2018 гг. Вертикальные затененные полосы и текст над панелями означают то же, что на рис. 1. Все характеристики сглажены с периодом 1 год. Потоки солнечных магнитных полей вычислены по радиальному варианту модели WSO [http://wso.stanford.edu] без монопольного члена и приведены в произвольных единицах. Панель а — магнитный поток через фотосферу Солнца (черная линия) и вклад в эту характеристику дипольных магнитных полей (красная линия); б — то же, что на панели а, но для поверхности источника; в — суммарная по двум полушариям абсолютная величина компоненты вдоль луча зрения высокоширотного магнитного поля Солнца [http://wso.stanford.edu]; г — абсолютная величина радиальной компоненты ГМП по измерениям на орбите Земли [ftp://omniweb.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low_res_omni]. На нижней панели звездочками отмечены минимальные значения $|B_r|$, а горизонтальными отрезками показаны периоды (см. рис. 8), когда мы связываем эту величину с полоидальной ветвью солнечной активности

На рис. 7 сравниваются изменения во времени потока солнечных магнитных полей через фотосферу, поверхность источника и (при условии постоянства $B_r(\vartheta, \varphi)$) сферу $r = 1$ а.е., а также проведено сравнение с величиной суммарной по обеим полушариям абсолютной величины компоненты вдоль луча зрения высокоширотного магнитного поля Солнца. Отметим, что последняя величина не имеет смысл потока, но является хорошим индикатором полоидальной ветви солнечной активности. Видно, что магнитный поток через фотосферу ведет себя аналогично тороидальной ветви (максимум потока приходится на период максимума площади солнечных пятен), а вклад дипольных полей в этот поток мал. Напротив, поток магнитного поля через поверхность источника (или открытый поток СМП) существенно сдвинут по времени, его максимум наблюдается после максимума площади пятен, а вклад дипольных полей в него является основным (особенно в периоды средней и низкой пятнообразовательной активности Солнца).

Видно, что открытый поток хорошо коррелирует с напряженностью ГМП, но в первые годы фазы дипольности ГМП обе эти характеристики лучше коррелируют со спадающим потоком СМП через фотосферу (т. е. с пятнообразовательной активностью), чем с растущей активностью полоидальной ветви. Во второй половине фазы дипольности ГМП ситуация меняется. В данной работе для оценки влияния на поток ГМП полоидальной ветви солнеч-

ной активности мы используем представление, что характеристики этой ветви активности в эпоху минимума пятнообразовательного цикла определяют следующий максимум этого цикла. Фактически на этом представлении основан целый ряд методов прогноза максимальных характеристик пятнообразовательного цикла [Nathaway, 2015], начиная с работы [Оль, 1966].

Сначала рассмотрим корреляцию между минимальным значением B_r^{\min} и S_{SS}^{\max} . Слева на рис. 8 показана регрессия этих характеристик. Видно, что корреляция очень высока. Теперь вычислим коэффициент корреляции между $|B_r|$ в момент времени t и S_{SS}^{\max} и рассмотрим его зависимость от времени. Справа на рис. 8 показано поведение этого коэффициента как функции сдвига по времени относительно момента минимума $|B_r|$. Видно, что в период $t - t(B_r^{\min}) \in [-2.5, 1.5]$ коэффициент корреляции очень высок ($\rho > 0.95$), а до этого периода довольно резко уменьшается. Мы рассматриваем этот факт как указание, что в период высокой корреляции между $|B_r|$ и S_{SS}^{\max} наблюдаемое у Земли ГМП определяется в основном полоидальной ветвью активности Солнца. Отметим, что этот период близок к тому, когда, согласно модели [Bilenko, 2018], вклад полоидальных СМП в наблюдаемое около Земли ГМП превышает вклад СМП тороидальной ветви.

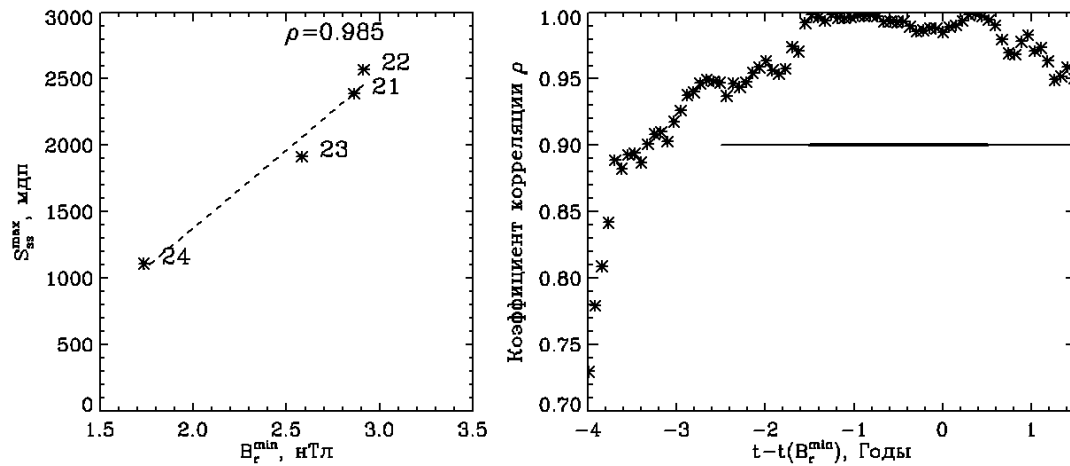


Рис. 8. Корреляция между абсолютной величиной радиальной компоненты ГМП $|B_r|$ около Земли в период низкой пятнообразовательной активности Солнца и максимальным значением этой активности S_{SS}^{\max} (средней по двум пикам Гневшева, см. раздел 1 и рис. 1) в следующем цикле для циклов 21–24. Слева — корреляция между минимальными значениями B_r и S_{SS}^{\max} ; справа — коэффициент корреляции между $B_r(t)$ и S_{SS}^{\max} как функция сдвига относительно момента времени минимума B_r . Штриховым отрезком показан период, когда $\rho > 0.95$

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Прежде всего обсудим кажущееся противоречие между отмеченной в подразделе 4.3 активной ролью ГТС в формировании поля скорости СВ и выделением СВ как ведущего динамического фактора в гелиосфере (раздел 2). Организующая роль ГТС складывается в подложке гелиосферы, где именно СМП формирует разделение силовых линий на замкнутые на фотосферу и открытые в гелиосферу, вдоль которых течет СВ, также ускоряемый в подложке. В частности, под нейтральными линиями СМП на поверхности источника располагается пояс замкнутых силовых линий (шлемовидные образования), чем и обусловлена низкая скорость СВ около ГТС. Кроме того, для открытых на гелиосферу силовых линий СМП формирует геометрию трубок тока (площадь сечения как функцию расстояния вдоль трубки), что и обуславливает рост скорости СВ при удалении от ГТС [Wang, Sheeley, 1990].

Естественно, относительная роль в гелиосферных процессах, в частности, в модуляции ГКЛ, каждой из ветвей солнечной активности изменяется с фазой солнечного цикла. В период максимума пятенного цикла тороидальная ветвь является для гелиосферы основной, тем более что в этот период явления полоидальной ветви очень слабы. В начале фазы дипольности ГМП, когда явления тороидальной ветви ослабевают, а полоидальной усиливаются, влияние пятнообразовательной активности все еще превалирует, по крайней мере, в формировании напряженности ГМП и спектра его неоднородностей. Роль этой ветви в формировании поля скоростей и формы глобального ГТС пока не вполне ясна. В большей части второй половины фазы дипольности ГМП, пока интенсивность явлений полоидальной ветви максимальна, а тороидальной минимальна, полоидальная ветвь играет в гелиосфере (в том

числе в модуляции в ней ГКЛ), по нашим представлениям, основную роль. Наконец, в конце фазы дипольности ГМП, когда полоидальная ветвь ослабевает, а тороидальная усиливается, влияние обеих ветвей на процессы в гелиосфере опять становится сопоставимым.

Иногда высказывается недоумение, почему вывод о важности в процессах в гелиосфере, в том числе в модуляции ГКЛ, не только тороидальной, но и полоидальной ветвей солнечной активности представляется нам столь существенным. В конце концов, так ли уж важно для описания поведения ГКЛ, какими деталями солнечной активности обусловлено то или иное явление в гелиосфере (например, образование глобального ГТС или крайне неоднородного гелиоширотного распределения скорости СВ), если его характеристики и механизмы воздействия на ГКЛ известны? Для нас это, прежде всего, вопрос связи в единое целое физики разных слоев гелиосферы, каждого со своими особенностями. Ведь гелиосфера — это один из слоев Солнца, специальным образом связанный с нижележащими слоями, и в нем также могут идти процессы преобразования ГМП под действием поля скоростей, на этот раз СВ. Фактически именно ГМП в модели Паркера соответствуют образованию долготной, т. е. тороидальной, составляющей из радиальной, т. е. полоидальной, под действием текущего радиально, не вращающегося СВ и вращающейся поверхности источника ГМП. А разворот СВ в гелиошите в хвост гелиосферы, естественно, приводит к изменению всех трех компонент ГМП в этой области.

Наконец, сформулируем выводы статьи.

1. В формировании и развитии характеристик гелиосферы, важных для распространения в ней ГКЛ, существенна роль как тороидальной ветви активности Солнца (активные области, солнечные пятна и связанные с ними явления), так и поло-

идальной ветви (корональные дыры, высокоширотные магнитные поля, зональные униполярные области магнитного поля), причем роль каждой из ветвей изменяется с фазой солнечного цикла. Полоидальной ветвью активности Солнца определяется образование глобального ГТС и связанных с ним распределений скорости СВ и радиальной компоненты ГМП, формирование области взаимодействия разноразностных потоков СВ. В периоды низкой пятнообразовательной активности Солнца напряженность регулярного ГМП тоже, по-видимому, обусловлена магнитными полями полоидальной ветви.

2. Большая роль полоидальной ветви активности в гелиосфере, чем в околосолнечных слоях атмосферы Солнца, обусловлена процессами в расположенном между ними слое, где основным динамическим фактором является СМП. В результате преимущество проникновения солнечных магнитных полей в гелиосферу получают поля больших масштабов, формируя особые характеристики СВ и ГМП.

3. Основная наблюдаемая долговременная вариация интенсивности ГКЛ (11-летний цикл) так же, как и 22-летняя цикличность, являются результатом действия обеих ветвей солнечной активности, причем роль каждой из ветвей изменяется с фазой солнечного цикла. Для выяснения конкретного механизма этого действия требуются детальное моделирование распространения ГКЛ в гелиосфере и дополнительные расчеты.

Автор благодарен всем командам исследователей, представляющим свои результаты в сети Интернет. Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 17-02-00584а, 18-02-00582а, 19-52-60003 ЮАР-т.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бруцек А., Дюрран Ш. Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов (ред.). М.: Мир, 1980. 254 с.
- Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука, 1980. 354 с.
- Герасимова С.К., Гололобов П.Ю., Григорьев В.Г. и др. Гелиосферная модуляция космических лучей: модель и наблюдения // Солнечно-земная физика. 2017. Т. 3, № 1, С. 63–78. DOI: [10.12737/23548](https://doi.org/10.12737/23548).
- Дорман Л.И. Вариации космических лучей. Гостехиздат, 1957. 492 с.
- Крайнев М.Б. Долговременные вариации интенсивности галактических космических лучей в гелиосфере // Труды Международной Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике. XII конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». Иркутск, 2013. С. 17–20.
- Крайнев М.Б. О причинах долговременных вариаций интенсивности галактических космических лучей во внутренней гелиосфере // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81, № 2. С. 185–188. DOI: [10.7868/s0367676517020247](https://doi.org/10.7868/s0367676517020247).
- Крымский Г.Ф. Диффузионный механизм суточной вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 1964. Т. 4, № 6. С. 977–986.
- Оль А.И. Прогноз максимального числа пятен в цикле 20 // Солнечные данные. 1966. № 12. С. 84.
- Стожков Ю.И., Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А. и др. Потоки космических лучей в максимуме кривой по-

глощения в атмосфере и на границе атмосферы (1957–2007) // Препринт ФИАН № 14. М.: ФИАН, 2007. 77 с.

Ahluwalia H.S. Eleven year variation of cosmic ray intensity and solar polar field reversals // Proc. 16th ICRC. 1979. V. 12. P. 182.

Altschuler M.D., Newkirk Jr.G. Magnetic fields and the structure of the solar corona. I. Methods of calculating coronal fields // Solar Phys. 1969. V. 9. P. 131–149. DOI: [10.1007/BF00145734](https://doi.org/10.1007/BF00145734).

Arge C.N., Pizzo V.J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 10465–10480. DOI: [10.1029/1999JA000262](https://doi.org/10.1029/1999JA000262).

Balogh A., Jokipii J.R. The heliospheric magnetic field and its extension to the inner heliosheath // Space Sci. Rev. 2009. V. 143. P. 85–110. DOI: [10.1007/s11214-008-9485-2](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9485-2).

Balogh A., Erdős G. The heliospheric magnetic field // Space Sci. Rev. 2013. V. 176, iss. 1-4. P. 177–215. DOI: [10.1007/s11214-011-9835-3](https://doi.org/10.1007/s11214-011-9835-3).

Balogh A., Hudson H., Petrovay K., von Steiger R. (eds.). Introduction to the solar activity cycle: overview of causes and consequences // Space Sci. Rev. 2014. V. 186, iss. 1-4. DOI: [10.1007/s11214-014-0125-8](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0125-8).

Baranov V., Malama Y. Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium: Numerical solution of self-consistent problem // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 5157–5163.

Bazilevskaya G.A., Krainev M.B., Makhmutov V.S., et al. Structure of the maximum phase of the solar cycles 21 and 22 // Solar Phys. 2000. V. 197, N 1. P. 157–174. DOI: [10.1023/A:1026515520311](https://doi.org/10.1023/A:1026515520311)

Bilenko I.A. Determination of the coronal and interplanetary magnetic field strength and radial profiles from large-scale photospheric magnetic fields // Solar Phys. 2018. V. 293, iss. 7. Article id. 106. 24 p. DOI: [10.1007/s11207-018-1324-31](https://doi.org/10.1007/s11207-018-1324-31).

Bilenko I.A., Tavastsherna K.S. Coronal hole and solar global magnetic field evolution in 1976–2012 // Solar Phys. 2016. V. 291. P. 2329–2352. DOI: [10.1007/s11207-016-0966-2](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0966-2).

Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle // Living Rev. Solar Phys. 2010. V. 7. P. 3.

Forbush S.E. Variation with period of two solar cycles in the cosmic-ray diurnal anisotropy and the superposed variations correlated with magnetic activity // J. Geophys. Res. 1969. V. 74. P. 3451.

Gnevyshev M.N. On the 11-years cycle of solar activity // Solar Phys. 1967. V. 1. P. 107.

Hathaway D.H. The Solar Cycle // Living Rev. Solar Phys. 2015. V. 12. P. 4. DOI: [10.1007/lrsp-2015-4](https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4).

Hoeksema J.T. Structure and evolution of the large scale solar and heliospheric magnetic fields. Ph.D. Thesis. Stanford University, USA, 1984. 222 p.

Hundhausen A.J. Coronal Expansion and Solar Wind, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1972. 238 p.

Jokipii J.R., Levy E.H., Hubbard W.B. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, application to solar modulation // Astrophys. J. 1977. V. 213. P. 861–868. DOI: [10.1086/155218](https://doi.org/10.1086/155218).

Kalinin M.S., Krainev M.B. The formation of the sunspot and magnetic cycles in the GCR intensity in the heliosphere // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 409, iss. 1. Article id. 012156. DOI: [10.1088/1742-6596/409/1/012156](https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012156).

Krainev M. On the method of the GCR partial intensities related to the main physical processes of solar modulation // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 632, N 1. DOI: [10.1088/1742-6596/632/1/012061](https://doi.org/10.1088/1742-6596/632/1/012061).

Krainev M.B., Kalinin M.S. The models of the infinitely thin global heliospheric current sheet // Proc. 12th Intern. Solar Wind Conf. Saint-Mal, 2009. AIP Conf. Proc., 2010. V. 1216. P. 371–374.

Krainev M.B., Kalinin M.S. On the description of the 11- and 22-year cycles in the GCR intensity // J. Phys.: Conf. Series. 2013a. V. 409, iss. 1. Article id. 012155. DOI: [10.1088/1742-6596/409/1/012155](https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012155).

Kraiev M.B., Kalinin M.S. On the GCR intensity and the inversion of the heliospheric magnetic field during the periods of the high solar activity // Proc. 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brasil, 2013b. icrc2013-0317/1-4, ArXiv:1411.7532 [astro-ph.SR], 2014.

Kraiev M.B., Webber W.R. The solar cycle in the heliospheric parameters and galactic cosmic ray intensity // Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. Proc. IAU Symp. No. 223. Cambridge University Press, 2004. P. 81–84. DOI: [10.1017/S1743921304005150](https://doi.org/10.1017/S1743921304005150).

Kraiev M.B., Bazilevskaya G.A., Gerasimova S.K., et al. On the status of the sunspot and magnetic cycles in the galactic cosmic ray intensity // J. Phys.: Conf. Series. 2013. V. 409, iss. 1. DOI: [10.1088/1742-6596/409/1/012016](https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012016).

Kraiev M., Kota J., Potgieter M.S. On the causes and mechanisms of the long-term variations in the GCR characteristics // Proc. 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015). 2015. The Hague, The Netherlands. Online at <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=236>, id.176.

Kraiev M.B., Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S., Svirzhevsky N.S. On contribution of poloidal branch of solar activity to heliosphere and GCR modulation // IOP Conf. Ser.: J. Phys.: Conf. Series. 2019. V. 1181. 012010 IOP Publishing. DOI: [10.1088/1742-6596/1181/1/012010](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1181/1/012010).

Lazar M. (ed.). Exploring the Solar Wind. Croatia: InTech Publ., 2012. 474 p.

Mackay D.H., Yeates A.R. The Sun's global photospheric and coronal magnetic fields: observations and models // Living Rev. Solar Phys. 2012. V. 9, P. 6. DOI: [10.12942/lrsp-2012-6](https://doi.org/10.12942/lrsp-2012-6).

Owens M.J., Forsyth R.J. The heliospheric magnetic field // Living Rev. Solar Phys. 2013. V. 10:5. DOI: [10.12942/lrsp-2013-5](https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-5).

Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // Planet. Space Sci. 1965. V. 13. P. 9–49. DOI: [10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5).

Parker E.N., Kennel C.F., Lanzerotti L.J. (eds.). Solar System Plasma Physics. V. 1. Solar and Solar Wind Plasma Physics. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1979. 391 p.

Potgieter M.S. Solar modulation of cosmic rays // Living Rev. Solar Phys. 2013. V. 10:3. DOI: [10.12942/lrsp-2013-3](https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-3).

Richardson J.G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere // Living Rev. Solar Phys. 2018. V. 15:1. DOI: [10.1007/s41116-017-0011-z](https://doi.org/10.1007/s41116-017-0011-z).

Rosenberg R.L., Coleman P.J., Jr. Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field // J. Geophys. Res. 1969. V. 74, N 24. P. 5611. DOI: [10.1029/JA074i024p05611](https://doi.org/10.1029/JA074i024p05611).

Rossi B., Olbert S. Introduction to the Physics of Space. New York: McGraw Hill Publ., 1970.

Schatten K.H. Current sheet magnetic model for the solar corona // Cosmic Electrodynamics. 1971. V. 2. P. 232–245.

Schatten K.H., Wilcox J.M., Ness N.F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields // Solar Phys. 1969. V. 6. P. 442–455.

Shulz M. Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator // Astrophys. Space Sci. 1973. V. 24. P. 371. DOI: [10.1007/BF02637162](https://doi.org/10.1007/BF02637162).

Smith E.J., Neugebauer M., Balogh A., et al. Ulysses observations of latitude gradients in the heliospheric magnetic field: radial component and variances // Adv. Space Res. 1995. V. 72, iss. 9. P. 165–170. DOI: [10.1016/0273-1177\(95\)00328-C](https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00328-C).

Wang Y.-M. Solar cycle variation of the sun's low-order magnetic multipoles: heliospheric consequences // Space Sci. Rev. 2014. V. 186. P. 387–407. DOI: [10.1007/s11214-014-0051-9](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0051-9).

Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion // Astrophys. J. 1990. V. 355. P. 726. DOI: [10.1086/168805](https://doi.org/10.1086/168805).

Zhao X., Hoeksema J.T. A coronal magnetic field model with horizontal volume and sheet currents // Solar Phys. 1994. V. 151, iss. 1. P. 91–105. DOI: [10.1007/BF00654084](https://doi.org/10.1007/BF00654084).

URL: <https://solarscience.msfc.nasa.gov> (дата обращения 6 февраля 2019 г.).

URL: <http://wso.stanford.edu> (дата обращения 6 февраля 2019 г.).

URL: https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-imagery/composites/synoptic-maps/mc-intosh/ptmc_level3/ptmc_level3_gifs (дата обращения 6 февраля 2019 г.).

URL: ftp://omniweb.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low_res_omni (дата обращения 6 февраля 2019 г.).

URL: <http://ufa.esac.esa.int/ufa/#data> (дата обращения 6 февраля 2019 г.).

URL: https://sites.lebedev.ru/en/DNS_FIAN (дата обращения 6 февраля 2019 г.).

REFERENCES

Ahluwalia H.S. Eleven year variation of cosmic ray intensity and solar polar field reversals. *Proc. 16th ICRC*. 1979, vol. 12, p. 182.

Altschuler M.D., Newkirk Jr.G. Magnetic fields and the structure of the solar corona. I. Methods of calculating coronal fields. *Solar Phys.* 1969, vol. 9, pp. 131–149. DOI: [10.1007/BF00145734](https://doi.org/10.1007/BF00145734).

Arge C.N., Pizzo V.J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates. *J. Geophys. Res.* 2000, vol. 105, pp. 10465–10480. DOI: [10.1029/1999JA000262](https://doi.org/10.1029/1999JA000262).

Balogh A., Jokipii J.R. The Heliospheric Magnetic Field and Its Extension to the Inner Heliosheath. *Space Sci. Rev.* 2009, vol. 143, pp. 85–110. DOI: [10.1007/s11214-008-9485-2](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9485-2).

Balogh A., Erdős G. The heliospheric magnetic field. *Space Sci. Rev.* 2013, vol. 176, iss. 1-4, pp. 177–215. DOI: [10.1007/s11214-011-9835-3](https://doi.org/10.1007/s11214-011-9835-3).

Balogh A., Hudson H., Petrovay K., von Steiger R. (eds.). Introduction to the solar activity cycle: overview of causes and consequences. *Space Sci. Rev.* 2014, vol. 186, iss. 1-4, pp. 1–15. DOI: [10.1007/s11214-014-0125-8](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0125-8).

Baranov V., Malama Y. Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium: Numerical solution of self-consistent problem. *J. Geophys. Res.* 1993, vol. 98, pp. 5157–5163.

Bazilevskaya G.A., Kraiev M.B., Makhmutov V.S., Fluckiger E.O., Sladkova A.I., Storini M. Structure of the maximum phase of the solar cycles 21 and 22. *Solar Phys.* 2000, vol. 197, no. 1, pp. 157–174. DOI: [10.1023/A:1026515520311](https://doi.org/10.1023/A:1026515520311).

Bilenko I.A. Determination of the coronal and interplanetary magnetic field strength and radial profiles from large-scale photospheric magnetic fields. *Solar Phys.* 2018, vol. 293, iss. 7, article id. 106, 24 p. DOI: [10.1007/s11207-018-1324-3](https://doi.org/10.1007/s11207-018-1324-3).

Bilenko I.A., Tavastsherna K.S. Coronal hole and solar global magnetic field evolution in 1976–2012. *Solar Phys.* 2016, vol. 291, pp. 2329–2352. DOI: [10.1007/s11207-016-0966-2](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0966-2).

Bruzek A., Durrant C.J. (eds). Illustrated Glossary for Solar and Solar-Terrestrial Physics. Dordrecht, D. Reidel Publ. Co. Astrophysics and Space Science Library. 1977, vol. 69, 224 p. DOI: [10.1007/978-94-010-1245-4](https://doi.org/10.1007/978-94-010-1245-4).

Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 2010, vol. 7, p. 3.

Dorman L.I. Variatsii kosmicheskikh luchej [Variations of Cosmic Rays]. Gostekhizdat Publ., 1957. 492 p. (In Russian).

Forbush S.E. Variation with period of two solar cycles in the cosmic-ray diurnal anisotropy and the superposed variations correlated with magnetic activity. *J. Geophys. Res.* 1969, vol. 74, p. 3451.

Gerasimova S.K., Gololobov P.Yu., Grigoryev V.G., Krivoshapkin P.A., Krymsky G.F., Starodubtsev S.A. Heliospheric Modulation of Cosmic Rays: Model and Observation. *Solar-Terrestrial Phys.* 2017, vol. 3, iss. 1, pp. 78–102. DOI: [10.12737/article_58f970f2455545.93154609](https://doi.org/10.12737/article_58f970f2455545.93154609).

Gnevyshev M.N. On the 11-years cycle of solar activity. *Solar Phys.* 1967, vol. 1, p. 107.

Hathaway D.H. The solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 2015, vol. 12, p. 4. DOI: [10.1007/lrsp-2015-4](https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4).

Hoeksema J.T. Structure and evolution of the large scale solar and heliospheric magnetic fields. Ph.D. Thesis, Stanford University, USA, 1984, 222 p.

Hundhausen A.J. Coronal Expansion and Solar Wind, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1972, 238 p.

Jokipii J.R., Levy E.H., Hubbard W.B. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, application to solar modulation. *Astrophys. J.* 1977, vol. 213, pp. 861–868. DOI: [10.1086/155218](https://doi.org/10.1086/155218).

Kalinin M.S., Krainev M.B. The formation of the sunspot and magnetic cycles in the GCR intensity in the heliosphere. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013, vol. 409, iss. 1, article id. 012156. DOI: [10.1088/1742-6596/409/1/012156](https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012156).

Krainev M.B. Heliospheric long-term variations of galactic cosmic ray intensity. *Baikal Young Scientists' International School on Fundamental Physics. XII Young Scientists' Conference "Interaction of fields and radiation with matter"*. Irkutsk, 2013, pp. 17–20. (In Russian).

Krainev M.B. Causes of long-term variations in galactic cosmic ray intensity in the inner heliosphere // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics Allerton Press Inc.*, 2017, vol. 81, no. 2, pp. 166–169. DOI: [10.3103/S1062873817020241](https://doi.org/10.3103/S1062873817020241).

Krainev M. On the method of the GCR partial intensities related to the main physical processes of solar modulation. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2015, vol. 632, no. 1, DOI: [10.1088/1742-6596/632/1/012061](https://doi.org/10.1088/1742-6596/632/1/012061).

Krainev M.B., Kalinin M.S. The models of the infinitely thin global heliospheric current sheet. *Proc. 12th Intern. Solar Wind Conf.* Saint-Mal, 2009. AIP Conf. Proc., 2010, vol. 1216, pp. 371–374.

Krainev M.B., Kalinin M.S. On the description of the 11- and 22-year cycles in the GCR intensity. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013a, vol. 409, iss. 1, article id. 012155. DOI: [10.1088/1742-6596/409/1/012155](https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012155).

Krainev M.B., Kalinin M.S. On the GCR intensity and the inversion of the heliospheric magnetic field during the periods of the high solar activity. *Proc. 33rd ICRC.* Rio de Janeiro, Brasil, 2013b, icrc2013-0317/1-4, ArXiv:1411.7532 [astro-ph.SR], 2014.

Krainev M.B., Webber W.R. The solar cycle in the heliospheric parameters and galactic cosmic ray intensity. Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. Proc. IAU Symp. No. 223. A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev, eds. Cambridge University Press, 2004, pp. 81–84. DOI: [10.1017/S1743921304005150](https://doi.org/10.1017/S1743921304005150).

Krainev M.B., Bazilevskaya G.A., Gerasimova S.K., Krivoshepin P.A., Krymskiy G.F., Starodubtsev S.A., Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S. On the status of the sunspot and magnetic cycles in the galactic cosmic ray intensity. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013, vol. 409, iss. 1, DOI: [10.1088/1742-6596/409/1/012016](https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012016).

Krainev M., Kota J., Potgieter M.S. On the causes and mechanisms of the long-term variations in the GCR characteristics. *Proc. 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. 2015. The Hague, The Netherlands. Online at <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=236>, id.176.

Krainev M.B., Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S., Svirzhevsky N.S. On contribution of poloidal branch of solar activity to heliosphere and GCR modulation. *IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Ser.* 2019, vol. 1181. 012010 IOP Publishing. DOI: [10.1088/1742-6596/1181/1/012010](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1181/1/012010).

Krymskiy G.F. Diffusion mechanism of diurnal cosmic-ray variations, *Geomagnetism and Aeronomy*, 1964, vol. 4, no. 6, pp. 763–769.

Lazar M. (ed.). *Exploring the Solar Wind*. Croatia, InTech Publ., 2012, 474 p.

Mackay D.H., Yeates A.R. The Sun's global photospheric and coronal magnetic fields: observations and models. *Living Rev. Solar Phys.* 2012, vol. 9, p. 6. DOI: [10.12942/lrsp-2012-6](https://doi.org/10.12942/lrsp-2012-6).

Ohl A.I. Forecast of sunspot maximum number of cycle 20. *Solnechnye dannye [Solar Data]*, 1966, no. 12, p. 84. (In Russian).

Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Svirzhevskaya A.K., Kvashnin A.N., Krainev M.B., Makhmutov V.S., Klochkova T.I. Fluxes of cosmic rays in the maximum of absorption curve in the atmosphere and at the atmosphere boundary (1957–2007) // Preprint LPI 2007, no. 14, 77 p.

Owens M.J., Forsyth R.J. The heliospheric magnetic field. *Living Rev. Solar Phys.* 2013, vol. 10:5. DOI: [10.12942/lrsp-2013-5](https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-5).

Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.* 1965, vol. 13, pp. 9–49. DOI: [10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5).

Parker E.N., Kennel C.F., Lanzerotti L.J. (eds.). Solar system plasma physics, V. 1 Solar and solar wind plasma physics, Amsterdam, North-Holland Publishing Co. 1979, 391 p.

Potgieter M.S. Solar Modulation of Cosmic Rays. *Living Rev. Solar Phys.* 2013, 10:3. DOI: [10.12942/lrsp-2013-3](https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-3).

Richardson J.G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere. *Living Rev. Solar Phys.* 2018, vol. 15:1. DOI: [10.1007/s41116-017-0011-z](https://doi.org/10.1007/s41116-017-0011-z).

Rosenberg R.L., Coleman Paul J., Jr. Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 1969, vol. 74, no. 24, p. 5611. DOI: [10.1029/JA074i024p05611](https://doi.org/10.1029/JA074i024p05611).

Rossi B., Olbert S. Introduction to the Physics of Space. New York, McGraw Hill Publ., 1970.

Schatten K.H. Current sheet magnetic model for the solar corona. *Cosmic Electrodynamics*. 1971, vol. 2, pp. 232–245.

Schatten K.H., Wilcox J.M., Ness N.F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields. *Solar Phys.* 1969, vol. 6, pp. 442–455.

Shulz M. Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator. *Astrophys. Space Sci.* 1973, vol. 24, p. 371. DOI: [10.1007/BF02637162](https://doi.org/10.1007/BF02637162).

Smith E.J., Neugebauer M., Balough A., Bame S.J., Leping R.P., Tsurutani B.T. Ulysses Observations of Latitude Gradients in the Heliospheric Magnetic Field: Radial Component and Variances. *Adv. Space Res.* 1995, vol. 72, iss. 9, pp. 165–170. DOI: [10.1016/0273-1177\(95\)00328-C](https://doi.org/10.1016/0273-1177(95)00328-C).

Vainstein C.I., Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A. Turbulent Dynamo in Astrophysics, Moscow, Nauka, 1980, 354 p. (In Russian).

Wang Y.-M. Solar Cycle Variation of the Sun's Low-Order Magnetic Multipoles: Heliospheric Consequences. *Space Sci Res.* 2014, vol. 186, pp. 387–407. DOI: [10.1007/s11214-014-0051-9](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0051-9).

Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *Astrophys. J.* 1990, vol. 355, p. 726. DOI: [10.1086/168805](https://doi.org/10.1086/168805).

Zhao X., Hoeksema J.T. A coronal magnetic field model with horizontal volume and sheet currents. *Solar Phys.* 1994, vol. 151, iss. 1, pp. 91–105. DOI: [10.1007/BF00654084](https://doi.org/10.1007/BF00654084).

URL: <https://solarscience.msfc.nasa.gov> (accessed February 6, 2019).

URL: <http://wso.stanford.edu> (accessed February 6, 2019).

URL: https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-imagery/composites/synoptic-maps/mc-intosh/ptmc_level3/ptmc_level3_gifs (accessed February 6, 2019).

URL: ftp://omniweb.gsfc.nasa.gov/pub/data/omni/low_res_omni (accessed February 6, 2019).

URL: <http://ufa.esac.esa.int/ufa/#data> (accessed February 6, 2019).

URL: https://sites.lebedev.ru/en/DNS_FIAN (accessed February 6, 2019).

Как цитировать эту статью

Крайнев М.Б. Проявления в гелиосфере и в интенсивности ГКЛ двух ветвей солнечной активности. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 4. С. 12–25. DOI: [10.12737/szf-54201902](https://doi.org/10.12737/szf-54201902).