
ПЯТЬДЕСЯТ ЛЕТ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ В ПЕРИОДЫ ИНВЕРСИИ ГЕЛИОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ. II. ИНВЕРСИЯ ГМП НА ВНУТРЕННЕЙ ГРАНИЦЕ ГЕЛИОСФЕРЫ

FIFTY YEARS OF STUDYING THE GCR INTENSITY DURING INVERSION OF THE HELIOSPHERIC MAGNETIC FIELDS. II. HMF INVERSION ON THE INNER HELIOSPHERIC BOUNDARY

М.Б. Крайнев

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

М.С. Калинин

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия, kalininms@lebedev.ru*

M.B. Krainev

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

M.S. Kalinin

*Lebedev Physical Institute RAS,
Moscow, Russia, kalininms@lebedev.ru*

Аннотация. Явления в наружном слое солнечной атмосферы, гелиосфере, включающие сверхзвуковой солнечный ветер, переносимое им гелиосферное магнитное поле (ГМП) и распространяющиеся в гелиосфере космические лучи, важны для многих процессов, происходящих в этом слое. Для некоторых, например геомагнитной активности или распространения космических лучей, важны не только напряженность, но и направление поля. Но если в этом отношении ситуация в периоды низкой пятенной солнечной активности вполне ясна — гелиосфера разделена на два полушария с противоположной полярностью (к Солнцу/от Солнца) — в периоды высокой активности Солнца, когда происходит инверсия ГМП, простой модели этого явления нет.

В статье продолжается исследование явления инверсии ГМП и связанных с ним эффектов в интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ). Ранее были сформулированы общие представления о 22-летней цикличности в характеристиках Солнца, гелиосферы и космических лучей и подробно обсуждались наблюдаемые эффекты в интенсивности ГКЛ, связываемые нами с инверсией ГМП. В данной работе рассмотрена модель инверсии ГМП, связанной лишь с эволюцией магнитного поля в слое между фотосферой и основанием гелиосферы из-за изменения распределения фотосферных полей от оборота к обороту Солнца, и показано, что этого недостаточно для объяснения основных эффектов в интенсивности ГКЛ. В указанном слое магнитное поле является основным энергетическим фактором. Более полная модель инверсии ГМП, включающая преобразование его характеристик из-за взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра в самой гелиосфере, где солнечный ветер является основным энергетическим фактором, будет обсуждаться в следующей статье.

Ключевые слова: гелиосфера, гелиосферные магнитные поля (ГМП), инверсия ГМП, галактические космические лучи (ГКЛ), модуляция ГКЛ, долговременные вариации интенсивности ГКЛ, ГКЛ в периоды инверсии ГМП.

Abstract. Phenomena in the outer layer of the solar atmosphere, the heliosphere, including the supersonic solar wind, the heliospheric magnetic field (HMF) carried by it, and cosmic rays propagating in the heliosphere are important for many processes occurring in this layer. For some of these processes such as geomagnetic activity or propagation of cosmic rays, not only the strength, but also the direction of the field is significant. Nonetheless, if in this regard the situation during periods of low sunspot activity is quite clear — the heliosphere is divided into two hemispheres with opposite polarity (toward the Sun/away from the Sun), — during periods of high sunspot activity when the HMF inversion occurs, there is no simple model of this phenomenon.

The paper is a sequel to the study of the HMF inversion phenomenon and associated effects in the intensity of galactic cosmic rays (GCR). Previously, general ideas about the 22-year cyclicity in the characteristics of the Sun, heliosphere, and cosmic rays have been formulated, and the effects observed in the GCR intensity, which we associate with the HMF inversion, have been discussed in detail. This paper deals with a model of HMF inversion, associated only with the evolution of the magnetic field in the layer between the photosphere and the base of the heliosphere due to changes in the distribution of photospheric fields from one solar rotation to the next one, and shows that this is not enough to explain the main effects in the GCR intensity. In this layer, the magnetic field is the main energy factor. A more complete model of HMF inversion, including the transformation of its characteristics due to the interaction of different-speed solar wind streams in the heliosphere itself, where the solar wind is the main energy factor, will be discussed in the next paper.

Keywords: heliosphere, heliospheric magnetic fields (HMF), inversion of HMF, galactic cosmic rays (GCR), GCR modulation, long-term GCR variations, GCR during HMF inversion.

ВВЕДЕНИЕ

Основная тема этой серии статей — описание и моделирование долговременных вариаций интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ), обусловленных инверсией гелиосферного магнитного поля (ГМП). Под долговременными вариациями понимаются вариации интенсивности, усредненной за оборот Солнца, т. е., например, форбуш-понижения интенсивности не относятся к долговременным, но дают вклад в них. В первой части нашей работы [Крайнев и др., 2023б] были сформулированы общие факты и представления о вариациях с 22-летним периодом солнечных и гелиосферных магнитных полей и интенсивности ГКЛ, а затем подробно обсуждались наблюдаемые эффекты в интенсивности ГКЛ, связываемые нами с инверсией ГМП. В данной работе формулируются качественные представления, обсуждаются подходы и делается шаг к разработке количественной модели гелиосферы в периоды инверсии ГМП.

Поскольку эта модель предназначена для моделирования долговременных вариаций интенсивности ГКЛ, она должна обладать определенными особенностями. Во-первых, поскольку энергия и жесткость ГКЛ существенно выше энергии и жесткости теплового и даже направленного движения частиц плазмы солнечного ветра (СВ), модель может не включать детали, связанные с указанными движениями. Например, в такой модели можно пренебречь структурой гелиосферного токового слоя (ГТС) или множеством локальных мелкомасштабных токовых слоев. Во-вторых, для описания поведения ГКЛ даже в одной точке в глубине гелиосферы (например на орбите Земли) требуется модель всей гелиосферы ($0.1 < r < \sim 120$ а. е., $0^\circ < \theta < 180^\circ$, $0^\circ < \varphi < 360^\circ$). Дело в том, что на пути к Земле частицы ГКЛ проходят всю гелиосферу, причем их траектория сильно зависит не только от их кинетических характеристик (скорость, жесткость), но и от знака их электрического заряда. В-третьих, более высокая, чем у плазмы СВ, энергия частиц ГКЛ приводит к тому, что ГКЛ пересекают гелиосферу и подстраиваются к ее структуре намного быстрее ($\tau_{\text{GCR}} \leq 1$ мес.), чем эта структура устанавливается ($\tau_{\text{HS}} \geq 1$ год). Поэтому для описания характеристик ГКЛ в данный момент требуется учет характеристик Солнца — в первую очередь, солнечных магнитных полей (СМП) примерно за предыдущий год. Отметим, что такая модель гелиосферы квазистационарна, т. е. прямо не включает транзиентные явления, такие как корональные выбросы массы и т. д., которые, по нашему предположению, такую гелиосферу только кратковременно возмущают.

В настоящее время при моделировании долговременных вариаций интенсивности ГКЛ обычно пренебрегают искажением характеристик, наблюдаемых на Солнце или во внутренней гелиосфере. Например, считается, что тремя основными наблюдаемыми параметрами, которыми определяется долговременная модуляция интенсивности ГКЛ, являются степень изогнутости ГТС (или квазитилт α_{qt}) и общая полярность ГМП А, определяемые по данным о СМП в ко-

роне, а также абсолютная величина радиальной компоненты ГМП по наблюдениям на орбите Земли (например, [Potgieter, 2013; Krainev et al., 2021]). Таким образом, предполагается, что закономерности распределения полярности и величины ГМП, наблюдаемые на Солнце и в глубине гелиосферы, не изменяются вплоть до ее границы. Та модель гелиосферы, которая обсуждается в данной статье, аналогична, т. е. тоже учитывает инверсию магнитного поля, как она происходит на внутренней границе гелиосферы, и распространяет условия на внутренней границе на всю гелиосферу без учета активных процессов в ней.

В данной статье в разделе 1 обсуждаются общие вопросы формирования ГМП. Качественные представления об инверсии ГМП в прошедших четырех солнечных циклах (СЦ) 21–24 по цюрихской классификации, для которых проводилось сканирование фотосферных СМП и моделирование их в солнечной короне, рассмотрены в разделе 2. Поскольку инверсии ГМП происходят в периоды максимума пятенного цикла, временной профиль этого цикла важен для эффектов в интенсивности ГКЛ, которые мы связываем с инверсией ГМП, а СЦ 24 и 25 отличаются от предыдущих, в разделе 3 отдельно рассмотрены пятенный цикл и инверсия ГМП в этих циклах. В разделе 4 формулируется количественная модель инверсии ГМП с учетом преобразования полярности магнитного поля только в солнечной короне. В разделе 5 на основе указанной модели рассчитывается интенсивность ГКЛ в период инверсии ГМП в СЦ 24, и по результатам расчетов проверяется важная закономерность поведения протонов и электронов, установленная для этого периода по данным экспериментов PAMELA и AMS-02. Наконец, в разделе 6 проводится обсуждение полученных результатов и формулируются выводы.

1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ОБРАЗОВАНИИ ГЕЛИОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

По существующим представлениям ГМП формируется последовательно в нескольких слоях Солнца и ее атмосферы.

1. В слое под фотосферой взаимодействие движений солнечной плазмы и магнитных полей (в основном, по-видимому, описываемое теорией динамо [Charbonneau, 2010]) создает на фотосфере ($r = r_S$) две ветви СМП (тороидальную и полоидальную) с разными характеристиками.

2. В слое над фотосферой ($r_S < r \leq r_{SS} \approx 2.5 r_S$) из-за быстрого спада плотности атмосферы основная энергия содержится в СМП и их распределение обычно оценивают в какой-нибудь модификации потенциальной модели магнитного поля (ПММП) [Schatten et al., 1969; Altschuler, Newkirk, 1969], в которой получает преимущество более крупномасштабная полоидальная ветвь СМП. В этой модели на наружной поверхности этого слоя (поверхность источника $r = r_{SS}$) остается только радиальная компонента СМП,

B_r^{SS} с большими униполярными областями открытых (т. е. не замыкающихся на фотосферу, а выходящих в гелиосферу) силовых линий. Нейтральные линии ($B_r^{SS} = 0$) на этой поверхности рассматриваются как основания токового слоя (хотя, конечно, при $r < r_{SS}$ нет никакого тока, не только токового слоя). В этом же (будем называть его потенциальным) слое в основном происходит ускорение СВ вдоль открытых силовых линий до сверхзвуковых (но не сверхальфвеновских) значений.

3. В следующем слое ($r_{SS} < r \leq r_{in}^{HS} \approx 21.5r_S = 0.1$ а. е.) плотность кинетической энергии СВ становится сопоставима, а затем и превышает плотность магнитной энергии. При этом обычно предполагается, что распределение по полярности СМП в этом слое меняется слабо, а по напряженности изменяется из-за токовых слоев, опирающихся на нейтральные линии $B_r^{SS} = 0$ [Schatten, 1971].

4. Наконец, в гелиосфере, где превалирует кинетическая энергия СВ, характеристики СВ и ГМП определяются их граничными условиями (а также граничными условиями для плотности и температуры СВ) на $r = r_{in}^{HS}$ и формируются взаимодействием всех компонент, часто рассматриваемым в кинематическом (т. е. в пренебрежении влиянием ГМП на СВ) или, более строго, в магнитогидродинамическом (МГД) приближениях.

Поскольку от этого зависит надежность прогноза эффектов воздействия СВ и ГМП на Землю и окружающее ее пространство, рассмотрению процессов в первых трех слоях посвящено много работ, от полностью опирающихся на физику процесса [Tóth et al., 2012] до гибридных эмпирически-физических [Odstroicil, 2003]. Процессы в средней и дальней гелиосфере для оценки космической погоды около Земли не столь важны, особенно для квазистационарных процессов, прежде всего потому, что на столь малых расстояниях от Солнца даже в кинематическом приближении можно получить близкую к реальности картину. Однако в последнее десятилетие появились работы, ориентированные на построение модели СВ и ГМП во всех четырех слоях солнечной атмосферы для понимания, в частности, вариаций интенсивности ГКЛ, которые на своем пути до детектора проходят всю гелиосферу [Guo, Florinski, 2014, 2016; Wiengarten et al., 2014; Luo et al., 2020].

2. КАЧЕСТВЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ИНВЕРСИИ ГМП

Как уже указывалось, к середине 1970-х гг. сложилось представление [Rosenberg, Coleman, 1969; Shulz, 1973], что в периоды низкой солнечной активности, когда гелиосфера сравнительно редко возмущается транзитными явлениями (типа ударных волн от вспышек или корональных выбросов масс), ГМП в первом приближении представляется состоящим из двух униполярных «полушарий» противоположной полярности, разделенных гофриро-

ванным ГТС, и характеризуется общей полярностью A (единичная величина со знаком радиальной компоненты регулярного ГМП B_r в северном полушарии) и степенью изогнутости ГТС α_{qt} (так называемый квазитилт, равный половине гелиоширотного диапазона, занимаемого ГТС). О форме ГТС обычно судят по форме нейтральных линий на поверхности источника, рассчитанных по ПММП WSO (Wilcox Solar Observatory, Stanford, USA, [<http://wso.stanford.edu>]), предполагая его перенос в гелиосферу радиальным СВ с учетом вращения внутренней границы гелиосферы вместе с Солнцем. Напряженность ГМП оценивают по измеренному $|B_r|$ на орбите Земли, обычно предполагая, что эта характеристика не зависит от гелиошироты [Smith, 2011] и регулярное ГМП соответствует модели Паркера [Parker, 1958].

Что происходит в периоды инверсии ГМП в эпохи максимума СЦ, известно значительно хуже. Можно предположить, что с приближением к максимуму картину двухполушарной гелиосферы с определенной общей полярностью A . Для начала хотелось бы сформулировать исходную модель инверсии ГМП, обусловленную процессами в солнечной короне, т. е. под внутренней границей гелиосферы. Именно эту модель мы называем моделью инверсии ГМП на внутренней границе гелиосферы (или моделью внутренней инверсии ГМП) и рассматриваем в данной статье. Далее эту модель можно было бы «возмущать» каким-то измеряемым параметром (например, числом транзитов в единицу времени) или дополнить МГД-симуляцией этих возмущающих процессов в гелиосфере.

Из результатов моделирования СЦ в разных вариантах теории солнечного динамо [Charbonneau, 2010] и обработки результатов сканирования фотосферного магнитного поля на WSO [<http://wso.stanford.edu>], в эксперименте GONG [<http://gong.nso.edu/>], на Горной астрономической станции Главной астрономической обсерватории РАН [<http://solarstation.ru/sun-service>] складывается представление, что инверсия высокоширотных СМП происходит путем замещения СМП старой полярности магнитными полями противоположной направленности в результате меридионального дрейфа или диффузии остатков магнитных полей активных областей от средних и низких широт к полюсам. Процесс изменения и инверсии распределения ГМП по полярности часто описывают как вращение солнечного диполя относительно оси, лежащей приблизительно на экваторе. Этому также способствует представление магнитного поля в ПММП в виде ряда по сферическим гармоникам. В этом случае процесс изменения и инверсии распределения ГМП по полярности должен быть сильно неосесимметричным и происходить в потенциальном слое, где магнитное поле является основным энергетическим фактором.

Наше качественное представление о процессе инверсии ГМП было сформулировано в работах [Kraivev, Kalinin, 2014; Kraivev et al., 2015; Крайнев, 2019]. Мы предположили, что процесс изменения и инверсии распределения ГМП по полярности заключается в смене типов распределений, классифици-

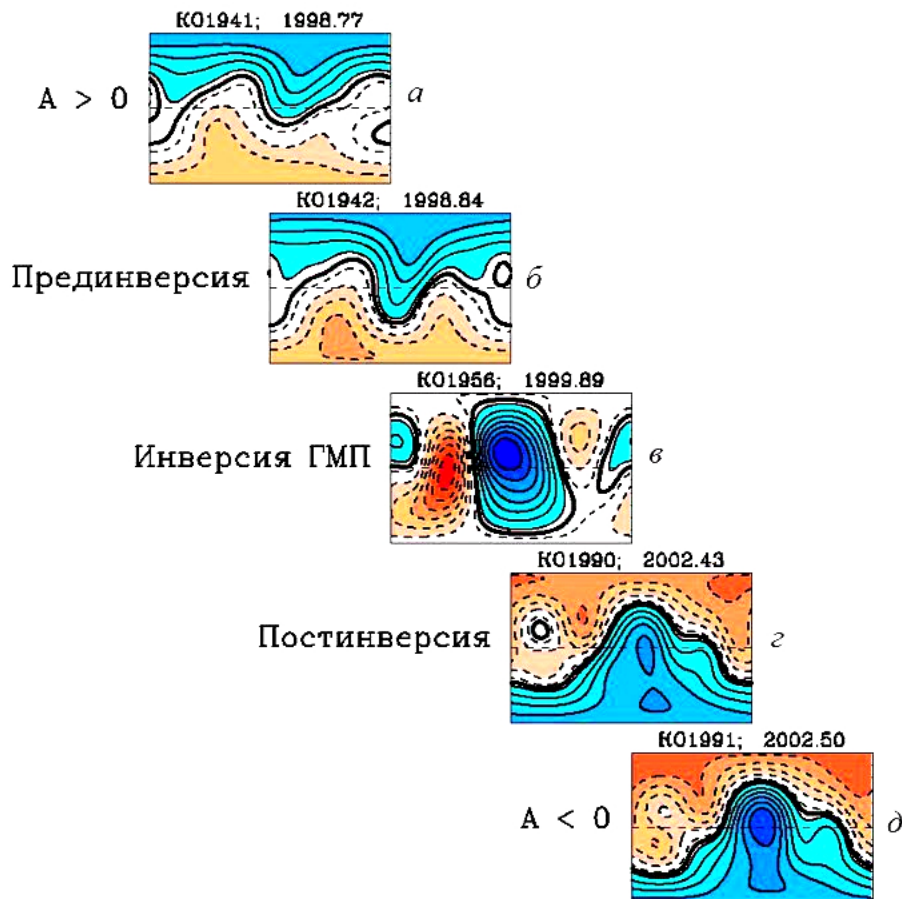


Рис. 1. Фазы и типы распределений радиальной компоненты магнитного поля на поверхности источника в период инверсии ГМП в СЦ 23. На всех панелях *a–d* по оси абсцисс отложена кэррингтоновская гелиографическая долгота $\varphi \in [0, 360]$, по оси ординат — широта $\lambda \in [-90, 90]$, а над картами показан номер и среднее время кэррингтоновского оборота. Оттенки синего и сплошные тонкие черные изолинии — области $B_r^{ss} > 0$, оттенки красного и штриховые тонкие черные изолинии — области $B_r^{ss} < 0$. Жирные черные линии — изолинии $B_r^{ss} = 0$ (основания ГТС), белый цвет — прилегающие к ним области малого $|B_r^{ss}|$

руемых по количеству и форме нейтральных линий $B_r^{ss} = 0$, рассчитанных по ПММП WSO на поверхности источника [<http://wso.stanford.edu>], и полярности униполярных областей на этой поверхности. Именно эти линии рассматриваются как основания ГТС. На рис. 1 показаны все пять типов распределения ГМП по полярности с использованием результатов классического варианта модели WSO на примере инверсии ГМП в СЦ 23. Отметим, что в ПММП магнитное поле в слое между фотосферой и поверхностью источника потенциально, т. е. в этом слое отсутствуют токи, а ток на самой этой поверхности постулируется только для исчезновения касательных к ней компонент поля. Именно поэтому на картах рис. 1 изолинии радиальной компоненты поля указывают на плавное изменение величины B_r^{ss} при пересечении изолинии $B_r^{ss} = 0$, а не скачкообразное, характерное для перехода через токовый слой и для наблюдений в гелиосфере. Поэтому для более реалистичного описания распределения величины B_r приходится включать в расчеты наличие токового слоя под (например, [Zhao, Hoeksema, 1994]) или

над поверхностью источника [Schatten, 1971]. При обсуждении карт на рис. 1 будем обращать внимание лишь на полярность B_r^{ss} и форму нейтральных линий, которые в дальнейшем будем часто называть проекциями ГТС.

На рис. 1, *a* показано распределение полярности ГМП в последнем солнечном обороте до начала всего периода инверсии ГМП в СЦ 23. Оно соответствует общей полярности ГМП $A > 0$ и на рис. 2, *б*, показывающем структуру периодов инверсии в СЦ 21–24, закодировано синим цветом. Такое двухполушарное (точнее, двухполусферное, так как пока рассматривается только сфера поверхности источника) распределение полярности с единственной и глобальной (т. е. соединяющей все долготы) поверхностью ГТС, разделяющей две униполярные полушеры, до этого существовало примерно восемь лет после окончания инверсии ГМП в СЦ 22 (кэррингтоновский оборот (КО) 1848, 1991.9, первый кэррингтоновский оборот дипольной фазы после инверсии). При этом степень изогнутости ГТС α_{qt} систематически изменялась. Эту фазу развития магнитного цикла в гелиосфере мы будем по типу распределения

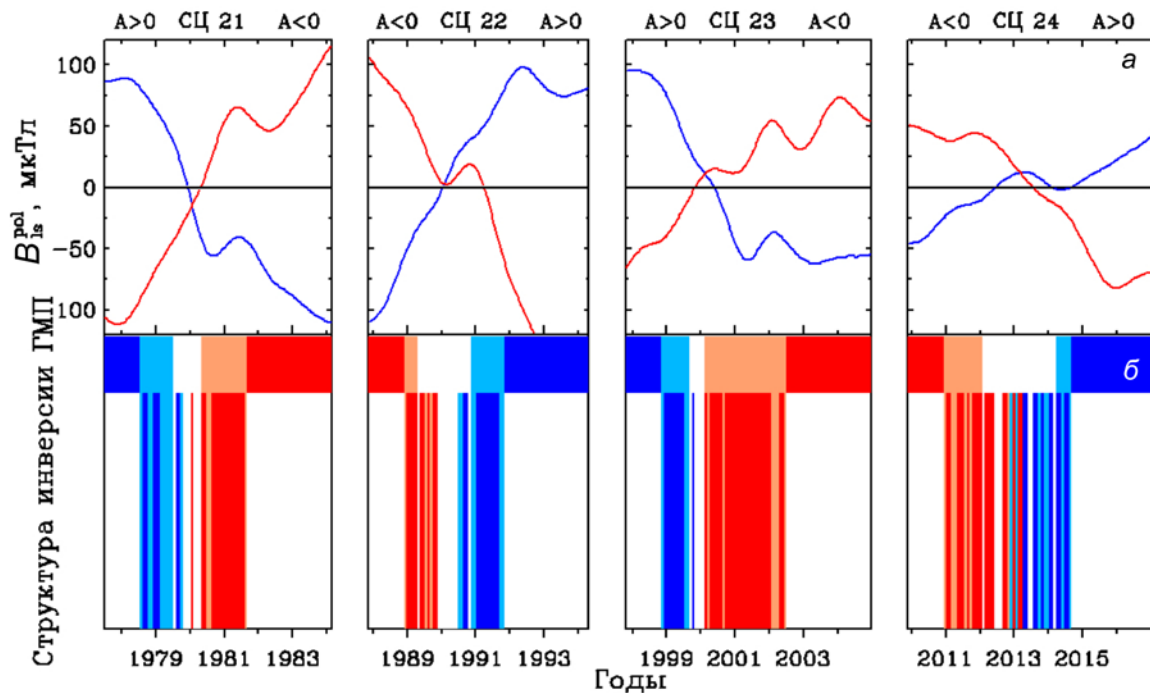


Рис. 2. Инверсия высокоширотных солнечных полей и структура периодов инверсии ГМП в СЦ 21–24: *a* — сглаженная с периодом один год проекция вдоль луча зрения высокоширотных солнечных полей в северной (синие линии) и южной (красные линии) полярных шапках [<http://wso.stanford.edu/>]; *б* — фазы магнитного цикла в гелиосфере в периоды инверсии ГМП (*a*); последовательность типов распределений полярности ГМП (*б*) по классическому варианту модели WSO [Крайнев, 2019]. Кодировка по цвету типов распределений и фаз магнитного цикла в гелиосфере указана в тексте при описании рис. 1

полярности ГМП называть дипольной и обозначать синим цветом. В фазу прединверсии (рис. 1, *б*) сохраняется глобальность ГТС с той же общей полярностью ГМП $A > 0$, но в некоторые обороты Солнца нарушается единственность ГТС (на рис. 2 распределение этого типа, а также фаза магнитного цикла показаны голубым цветом). Затем следует фаза собственно инверсии ГМП (см. рис. 1, *в*), когда в некоторые обороты Солнца нарушается глобальность ГТС (на рис. 2 распределение этого типа и фаза показаны белым цветом). В фазе постинверсии ГМП (см. рис. 1, *з*) образуется и сохраняется глобальность ГТС с направлением тока, соответствующим новой общей полярности $A < 0$, но единственности ГТС иногда еще нет (розовый цвет на рис. 2). После завершения всего периода инверсии опять устанавливается дипольная фаза ГМП с двумя униполярными полусферами противоположной полярности и общей полярностью $A < 0$, разделенными единственным глобальным ГТС (ГТТС) (рис. 1, *д*, красный цвет на рис. 2), устанавливается примерно на восемь лет (до начала следующей инверсии в СЦ 24 (КО 2104, 2010.12, первый кэррингтоновский оборот фазы прединверсии)) с изменением степени изогнутости ГТС.

Описанное выше поведение распределения ГМП по полярности с чередованием длительной двухполусферной фазы с единственным ГТТС систематически изменяющейся изогнутости и трех фаз инверсии ГМП близкой длительности в максимумах полоидальной активности Солнца наблюдалось с 1976 г. (СЦ 21–24). Границы фаз инверсии ГМП в эти солнечные циклы сведены в таблицу в [Крайнев, 2019].

3. О МЕСТЕ СЦ 24 И 25 СРЕДИ ДРУГИХ ЦИКЛОВ И ОСОБЕННОСТИ ИНВЕРСИИ ГМП В СЦ 25

Предыдущий и текущий СЦ 24–25 особенно интересны по двум причинам. Во-первых, эти два цикла, слабые как в тороидальной, так и в полоидальной ветвях СМП, существенно отличаются от наблюдавшихся в большей части 20-го века мощных СЦ 17–19, 21–23 (глобальный Современный максимум) [Schwe, 1983]. Во-вторых, для СЦ 24 и 25 впервые появилась возможность исследовать долговременное поведение ГКЛ по дифференциальной интенсивности первичных ГКЛ разного типа в широком диапазоне энергий с хорошей точностью (эксперименты PAMELA (06.2006–01.2016) [Adriani et al., 2013, 2018] и AMS-02 (05.2011 по настоящее время) [Aguilar et al., 2018, 2021]).

В настоящее время широко обсуждается положение предыдущего и текущего СЦ в сравнении с предыдущими циклами. Некоторые исследователи говорят о начале очередного глобального минимума типа минимумов Маундера или Дальтона [Stozhkov et al., 2013], другие — об их более скромном месте (типа минимума Глайзберга) [Kraivev et al., 2015]. На верхней панели рис. 3, *a* поведение тороидальной ветви СМП за последние 100 лет сравнивается со средними циклами этих полей в периоды минимумов Дальтона и Глайзберга и в Современный максимум (по данным [<https://www.gaoran.ru/database/esai>]). Видно, что два последних СЦ 24 и 25 по развитию

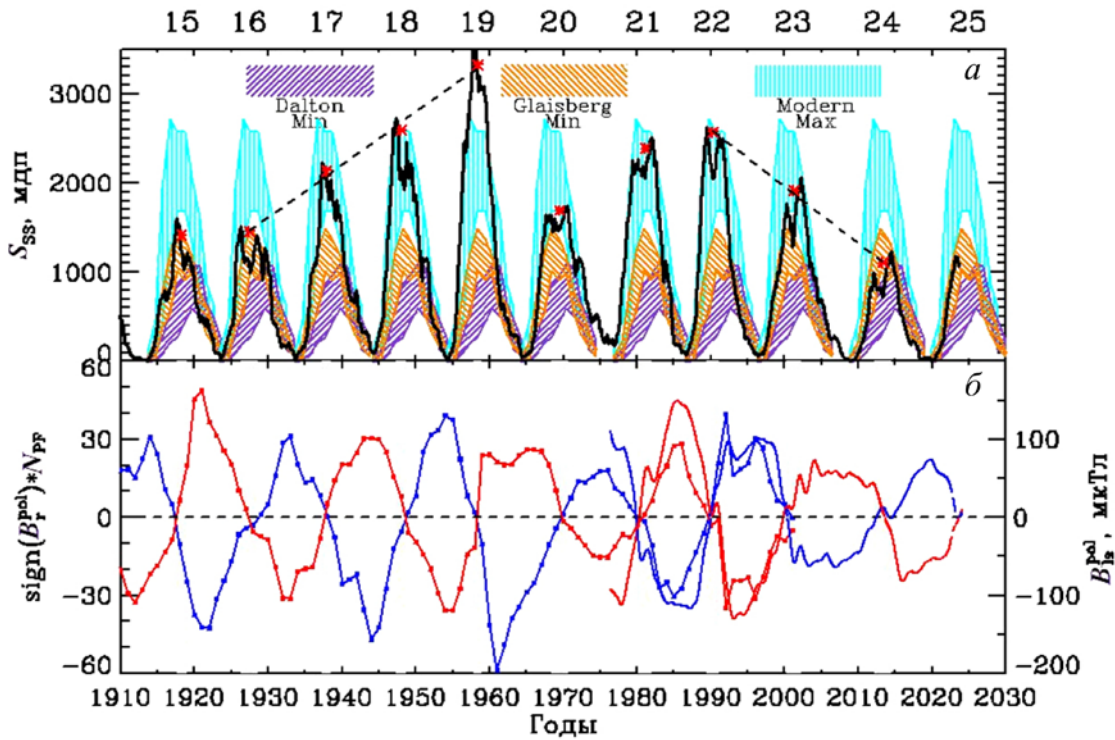


Рис. 3. Тороидальная и полоидальная ветви активности Солнца с 1910 по 2024 г.: *a* — площадь солнечных пятен [https://solarscience.msfc.nasa.gov; ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/forecasts/SRS], сглаженная с периодом один год (черная линия) и наложенный на каждый цикл диапазон этой характеристики во время глобальных экстремумов, обозначенных соответствующими цветом и штриховкой (по данным [https://www.gaoran.ru/database/esai]). Красными значками обозначена площадь пятен, средняя для двух пиков Гневьшева, а штриховыми прямыми — линейная аппроксимация переходов между периодами глобальных экстремумов (см. текст). Панель *b* — высокоширотная активность Солнца за те же годы: для 1910–1975 гг. — число полярных факелов в северном (синяя линия со значками) и южном (красная линия со значками) полушариях [Sheeley, 1976, 2008], взятое со знаком радиальной компоненты СМП в соответствующем полушарии; для 1976–2024 гг. — сглаженная с периодом один год компонента СМП вдоль луча зрения с Земли в северной (синяя линия) и южной (красная линия) полярных шапках [http://wso.stanford.edu]

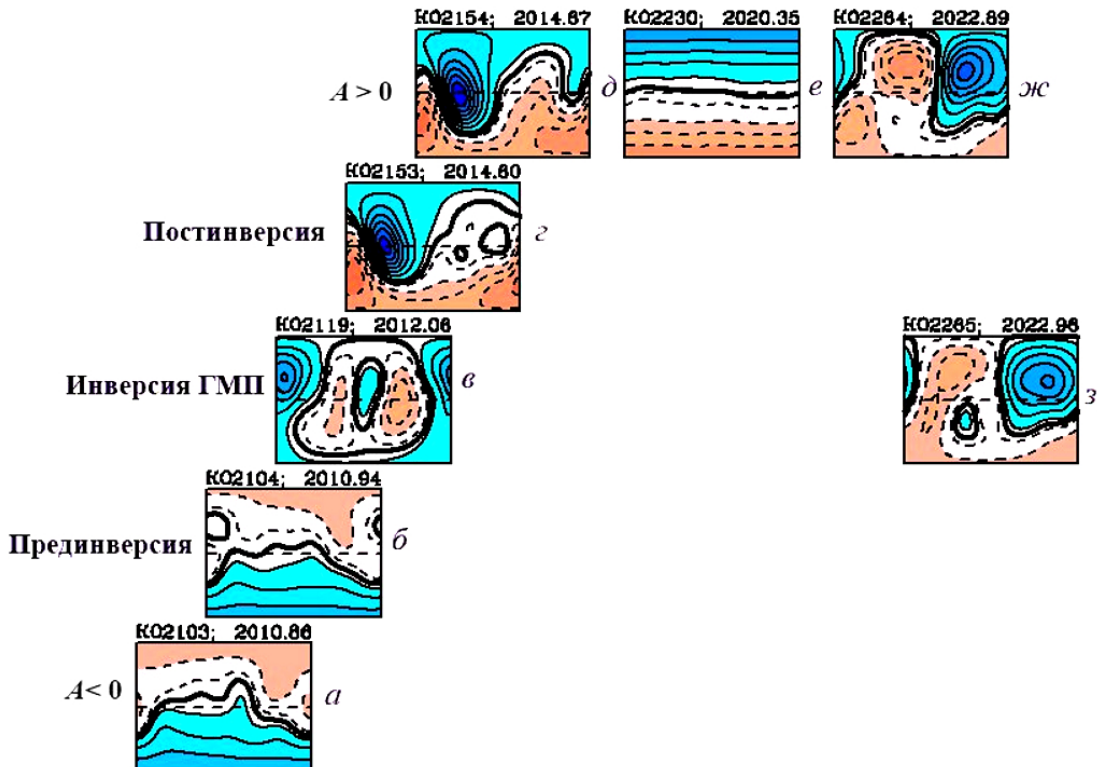


Рис. 4. Основные фазы в распределении полярности ГМП в периоды 2010–2022 гг. (СЦ 24 и 25) в соответствии с классической ПММП WSO, [Крайнев, 2019]. Формат всех карт распределения полярности тот же, что на рис. 1

пятенной активности аналогичны СЦ 15 и 16 (два последних СЦ относятся к минимуму Глайсберга) и существенно выше, чем средний цикл минимума Дальтона. Вторая особенность, заметная на рис. 3, а, — плавный переход от минимума Глайсберга к Современному максимуму, показанный линейной аппроксимацией максимальной площади пятен для СЦ 16–19 (коэффициент корреляции $\rho=0.997\pm 0.004$) и столь же плавное линейное возвращение ($\rho=0.9995\pm 0.0007$) от Современного максимума (СЦ 17–23) к СЦ 24 (назовем этот цикл началом Современного минимума). Отметим, что, как и в других наших работах, под временем и максимальной площадью пятен в каждом цикле мы понимаем средние характеристики для двух пиков Гневышева [Gnevyshev, 1967; Storini et al., 2003] по площади пятен, сглаженной с периодом 13 кэррингтоновских оборотов.

На нижней панели рис. 3, б показано развитие за последние 120 лет полоидальной ветви СМП. Видно, что инверсия полоидальных СМП (а значит и ГМП) происходит в период между пиками Гневышева (Gnevyshev Gap или провал Гневышева [Gnevyshev, 1967]); термин введен в работе [Storini et al., 2003] или чуть раньше (для СЦ 23).

На рис. 4 показаны основные фазы инверсии ГМП в СЦ 24 и в начале СЦ 25 и дипольного периода между инверсиями. В инверсии ГМП в СЦ 24 присутствуют все описанные нами ранее фазы. Особенностью периода инверсии ГМП в текущем СЦ 25 является отсутствие фазы прединверсии: за последним оборотом (КО 2264, рис. 4, ж) двухполусферной фазы с единственным ГТС и $A>0$ сразу началась фаза собственно инверсии ГМП с отсутствием глобального ГТС (рис. 4, з). В следующих оборотах, не показанных на рис. 4, появлялся и исчезал ГТС, соответствующий новой полярности $A<0$, однако пока неясно, когда закончится фаза собственно инверсии ГМП в СЦ 25. Возможно, такая ситуация связана с тем, что из-за отсутствия измерений в сентябре и октябре 2022 г. результаты для КО 2261–2263 интерполированы (см. [<http://wso.stanford.edu>]). Отметим, что фаза прединверсии отсутствует и по результатам радиального варианта модели WSO, причем фаза собственно инверсии началась в КО 2263, на два оборота раньше, чем в классическом варианте. В то же время важно, что по данным ГАС ГАО РАН [<http://solarstation.ru/sun-service/forecast>] инверсия ГМП началась тоже в КО 2263, но с фазы прединверсии, а собственно инверсия началась с КО 2267. Естественно, окончательно структура инверсии ГМП в текущем СЦ 25 будет ясна через год или два.

4. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ ВНУТРЕННЕЙ ИНВЕРСИИ ГМП

Для количественного описания процесса изменения и инверсии распределения ГМП по полярности нужно прежде всего количественно описать форму поверхности ГТС. В довольно общем случае регулярного ГМП $\mathbf{V}(r, \theta, \varphi)$ в гелиосфере можно задать в виде

$$\mathbf{V}(r, \theta, \varphi) = \mathcal{F}(r, \theta, \varphi) \mathbf{V}^m(r, \theta, \varphi), \quad (1)$$

где $\mathbf{V}^m(r, \theta, \varphi)$ — монополярное магнитное поле, везде направленное от Солнца; $\mathcal{F}(r, \theta, \varphi)$ — функция полярности регулярного ГМП, равная +1 и –1 в соответствующих униполярных областях [Kraivev et al., 2015]. При этом общее выражение для поверхностей ГТС $\mathcal{F}(r, \theta, \varphi)=0$. Для случая двухполушарного ГМП с единственным ГТС простой формы

$$\mathcal{F}(r, \theta, \varphi) = A(1 - 2H(\theta - \theta^{CS})), \quad (2)$$

где A — общая полярность ГМП — единичная величина, равная +1 при $B_r > 0$ в северном униполярном полушарии; $H(x)$ — функция Хевисайда ($H(x)=1$ при $x>0$ и $H(x)=0$ при $x<0$), а θ^{CS} — полярный угол ГТС в точке (r, φ) .

В простейшей модели ГТС используются так называемые модели наклонного токового слоя (НТС) [Jokipii, Thomas, 1981]

$$\theta^{CS} = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\tan \alpha_t \sin\left(\varphi - \omega(r - r_{in})/V_{sw}\right)\right), \quad (3)$$

где ω , r_{in} и V_{sw} — угловая скорость вращения Солнца, внутренний размер гелиосферы и скорость СВ соответственно, α_t — тилт, или наклон токового слоя, — угол между плоскостью солнечного экватора и плоскостью, в которой лежит ГТС на фиксированном расстоянии (основной параметр модели). Угол α_t также равен углу между осью вращения Солнца и осью магнитного диполя OZ, для которого выражением (3) описывается магнитный экватор. Отметим, что выражениями (2) и (3) можно описать лишь довольно простые ГТС с однозначной функцией $\theta^{CS}(r, \varphi)$.

Однако токовые слои, рассчитанные по моделям WSO в основании гелиосферы (например, рис. 1), довольно плохо описываются моделью НТС (3), особенно в эпохи средней и высокой пятенной активности Солнца [Kraivev, Kalinin, 2010]. Это согласуется с большим вкладом недипольных гармоник в представление магнитного поля в моделях WSO в эти эпохи СЦ. Поэтому для количественного описания процесса изменения и инверсии распределения ГМП по полярности в эпоху высокой пятенной активности мы предпочитаем использовать численное задание $\{\theta_i^{CS}, \varphi_i^{CS}\}$, $i=1, \dots, N^{CS}$ для каждой из изолиний $B_r=0$ (оснований ГТС), рассчитанной по моделям WSO. Поскольку в данной работе мы рассматриваем в основном 2D-модель инверсии ГМП, осесимметричную относительно оси вращения Солнца, вместо трехмерной функции полярности ГМП $\mathcal{F}(r, \theta, \varphi)$ и набора $\{\theta_i^{CS}, \varphi_i^{CS}\}$, $i=1, \dots, N^{CS}$ для каждого из нескольких ГТС, мы используем усредненную по долготе полярность ГМП $F(r, \theta) = \langle \mathcal{F}(r, \theta, \varphi) \rangle_\varphi$, вычисленную с учетом всех ГТС.

Описанная в предыдущем разделе последовательность разных типов распределения по полярности магнитного поля в основании гелиосферы отражается в слоистости этого распределения в гелиосфере: наблюдаемое в данном обороте Солнца длительностью

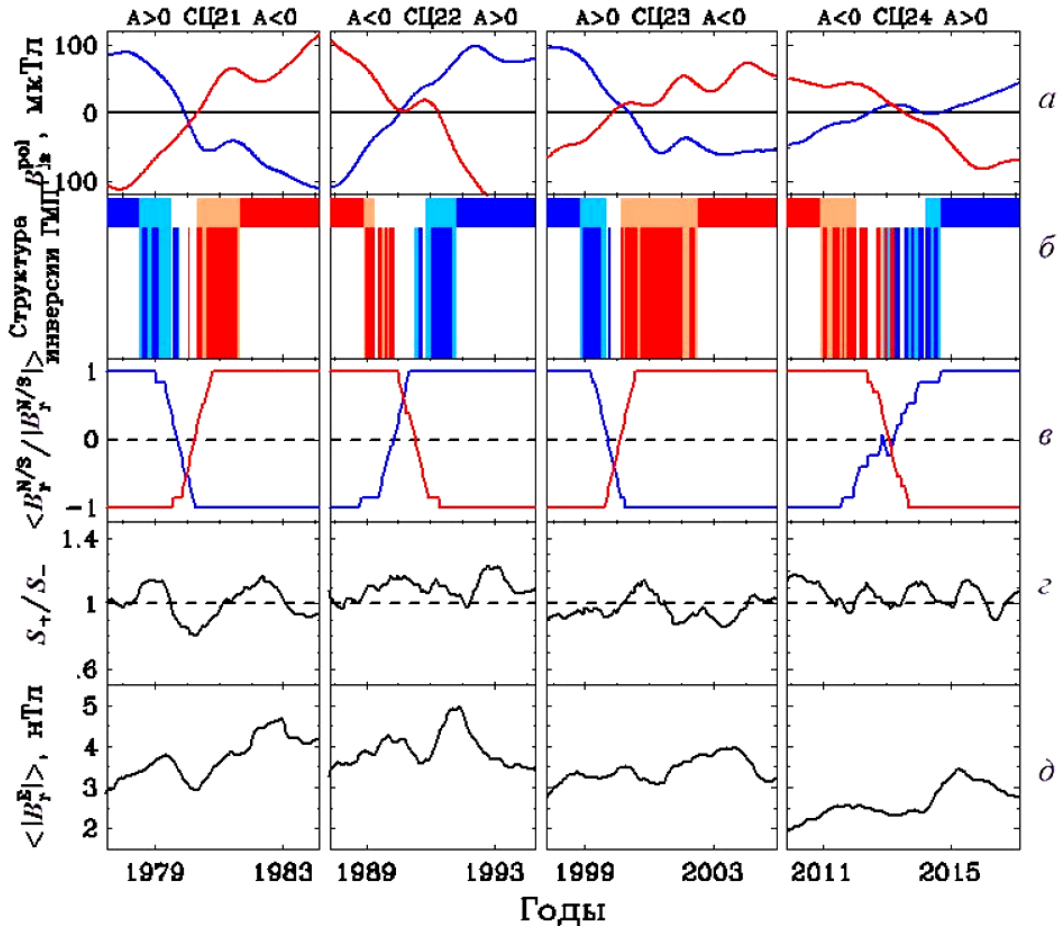


Рис. 5. Инверсия магнитных полей на Солнце и на внутренней границе гелиосферы и сглаженные характеристики гелиосферы для периодов максимума СЦ 21–24: *a, б* — повторение соответствующих панелей рис. 2; *в–д* — сглаженные с периодом 13 оборотов Солнца полярности на внутренней границе гелиосферы ГМП северного (синяя линия) и южного (красная линия) полюсов (*в*), отношение площадей с положительной и отрицательной полярностями ГМП (*г*); *д* — усредненная по долготе абсолютная величина радиальной компоненты ГМП в районе орбиты Земли [<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>]

$T_{\odot} \approx 27$ дней распределение полярности ГМП в основании гелиосферы определяет распределение полярности в прилегающем к Солнцу слое гелиосферы толщиной примерно $\Delta r = T_{\odot} V_{sw}$, где V_{sw} — скорость СВ. При средней скорости СВ $\sim 400\text{--}500$ км/с $\Delta r \approx 7$ а. е. Распределение полярности ГМП в следующем слое гелиосферы толщиной Δr определяется его распределением в основании гелиосферы в предыдущем обороте Солнца и т. д. Полагая размер гелиосферы равным ~ 100 а. е., распределение полярности магнитного поля в гелиосфере можно представить как совокупность 13–15 слоев Δr , тип и характеристики распределения полярности ГМП в которых определяются типом и характеристиками распределения полярности магнитных полей в основании гелиосферы в последовательности 13–15 оборотов Солнца. Естественно, это относится не только к распределению полярности ГМП, но и к распределению модуля его радиальной компоненты, скорости СВ и т. д. Если механически составить такую модель (как это делается, например, в [Boschini et al., 2018]), она не будет удовлетворять основным требованиям (например, бездивергентности регулярного ГМП). Поэтому, как это часто делается [Potgieter, 2013; Krainev et al.,

2021], для учета размеров гелиосферы и времени распространения СВ до ее границы мы будем усреднять за этот период наблюдаемые вблизи Солнца характеристики. Далее изменение состояния гелиосферы во времени будем определять средними значениями его характеристик за предыдущий год или, если используются усредненные за оборот Солнца характеристики, их рядом, сглаженным с периодом $n_{sm} = 13$ и смещенным на $n_{sm}/2$ оборотов назад во времени.

На рис. 5, кроме повторения динамики инверсии высокоширотного магнитного поля на фотосфере Солнца и структуры магнитных фаз и периодов инверсии ГМП в СЦ 21–24 (см. рис. 2), показано, как ведут себя сглаженные гелиосферные характеристики. Три нижние панели — временные профили сглаженных с периодом ~ 1 год характеристик: усредненной по долготе полярности ГМП на внутренней границе гелиосферы (точнее, на поверхности источника) на полюсах; отношения площадей областей с положительной и отрицательной полярностями магнитного поля тоже на поверхности источника и модуля радиальной компоненты ГМП на орбите Земли, усредненного по долготе. Видно, что инверсия ГМП

на полюсах на внутренней границе гелиосферы происходит примерно в течение одного-двух лет в те же периоды, что и инверсия высокоширотных фото-сферных магнитных полей. При вычислении усредненного по долготе и сглаженного модуля радиальной компоненты ГМП не учитывается полярность ГМП. Поэтому использование этой характеристики в модели предполагает, что площади областей с положительной и отрицательной полярностями ГМП равны, иначе нарушается требование равенства нулю магнитного потока через сферу, что чревато многими неприятностями при использовании такой модели гелиосферы. Из рис. 5, *з* видно, что сглаженное отношение этих площадей не сильно (на 10–20 %) отличается от единицы. В поведении модуля радиальной компоненты ГМП на орбите Земли, усредненного по долготе, на фоне общего повышения в периоды максимума пятенного цикла заметны локальные понижения длительностью 1–2 года, которые мы связываем с явлением провала Гневьшева [Storini et al., 2003] и соответствующими явлениями в интенсивности ГКЛ [Крайнев и др., 2023а].

На рис. 5, *в* показан временной профиль F полярности ГМП на внутренней границе гелиосферы только на полюсах. Однако, как будет видно из следующего раздела, для описания распространения ГКЛ важна эта характеристика, а также ее градиент на всех широтах. Более подробное описание по сравнению с рис. 5, *в* процесса инверсии ГМП представлено на двух нижних панелях рис. 6 на примере СЦ 24. Несмотря на то, что инверсия полярности ГМП и ее градиента (на внутренней границе гелиосферы и усредненной по долготе полярности ГМП эту роль играет ее производная по полярному углу ($\partial F/\partial\theta$)) происходит не совсем синхронно на разных широтах, весь процесс инверсии ГМП на внутренней границе гелиосферы протекает в течение примерно одного года.

Отметим, что довольно похожая на изложенную модель инверсии ГМП предложена в работе [Korpi et al., 2021]. Авторы этой работы тоже исходят из карт полярности радиального магнитного поля и формы токовых слоев $B_r^{\text{in}} = 0$ на внутренней границе гелиосферы, но не используют расчетные формы токовых слоев, а стараются привести распределение полярности к выражениям (2), (3), соответствующим модели НТС, но при произвольном, не равном только +1 или –1 значении общей полярности A в выражении (2). Что касается учета больших размеров гелиосферы, авторы [Korpi et al., 2021] обсуждают как слоистую модель гелиосферы, так и усреднение по времени на ее внутренней границе.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ В МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕЙ ИНВЕРСИИ ГМП

Моделирование долговременных вариаций интенсивности ГКЛ обычно осуществляется решением стационарного 3D-уравнения для функции распределения, $\mathcal{U}(\mathbf{r}, p) = J(\mathbf{r}, T) / p^2$, [Parker, 1958, 1965; Крымский, 1964; Jokipii et al., 1977]:

$$\nabla \cdot (\mathcal{K}_s \nabla \mathcal{U}) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla \mathcal{U} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \ln p} = 0, \quad (4)$$

где p , T — импульс и кинетическая энергия частиц; \mathcal{K}_s — тензор диффузии; \mathbf{V} и \mathbf{V}_d — скорости СВ и дрейфа частиц в неоднородном ГМП.

В данной работе решается уравнение для описания поведения усредненной по долготе интенсивности ГКЛ, $J(r, \theta, T) = \langle J(\mathbf{r}, T) \rangle_\varphi$, которое получается усреднением уравнения (2) по долготе:

$$\nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla U) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla U + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial U}{\partial \ln p} = 0, \quad (5)$$

где коэффициенты 2D-уравнения (5) равны усредненным по долготе соответствующим коэффициентам 3D-уравнения (4). При этом в левой части уравнения (5) опущен плохо известный член источника Q , зависящий от вариаций функции $\mathcal{U}(\mathbf{r}, p)$ и коэффициентов уравнения (2) с долготой [Калинин, Крайнев, 2014; Kalinin et al., 2021]. Краевая задача для функции $U(r, \theta, p)$ в сферической гелиоцентрической системе координат (r, θ, φ) образуется добавлением к уравнению (5) краевых и начальных условий для U :

$$\left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{in}}} = 0, \quad (6a)$$

$$\left. \frac{\partial U}{\partial \theta} \right|_{\theta=0, \pi} = 0,$$

$$U|_{r=r_{\text{out}}} = U_{\text{nm}}(p), \quad (6b)$$

$$U|_{p=p_{\text{max}}} = U_{\text{nm}}(p_{\text{max}}), \quad (6b')$$

где r_{in} , r_{out} , U_{nm} — внутренний и наружный размеры области модуляции и немодулированная функция распределения ГКЛ соответственно.

В расчетах использованы простейшая сферическая модель гелиосферы ($r_{\text{in}}=0.1$ а. е., $r_{\text{out}}=122$ а. е.) и постоянная радиальная скорость СВ $V_{\text{sw}}=450$ км/с, что для периода высокой солнечной активности в первом приближении обосновано [Smith, 2011]. Использованные немодулированный спектр протонов, а также пространственная и жесткостная зависимость коэффициентов диффузии в параллельном и перпендикулярном регулярному ГМП направлениям также часто употребляются (например, [Vos, Potgieter, 2015]):

$$K_{\parallel} = (K_{\parallel})_0 \beta \left(\frac{B_0}{B} \right) R^{c_1} \left(\frac{R^{c_3} + R_k^{c_3}}{1 + R_k^{c_3}} \right)^{\frac{c_2 - c_1}{c_3}}, \quad (7)$$

$$K_{\perp} = 0.02 K_{\parallel},$$

с коэффициентом $(K_{\parallel})_0 = 0.29 \cdot 10^{22}$ см²/с, и константами $B_0=1$ нТл, $R_k=3$, $c_1=0.88$, $c_2=2.1$, $c_3=2.4$.

При расчете поведения ГКЛ в период инверсии ГМП при описании магнитного поля выражением (1) скорость магнитного дрейфа частиц (см. [Burger, et al., 1985]):

$$\mathbf{V}_d = \frac{pv}{3q} \left[\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right] = \frac{pv}{3q} F \left[\nabla \times \frac{\mathbf{B}^m}{B^2} \right] + \frac{pv}{3q} \left[\nabla F \times \frac{\mathbf{B}^m}{B^2} \right], \quad (8)$$

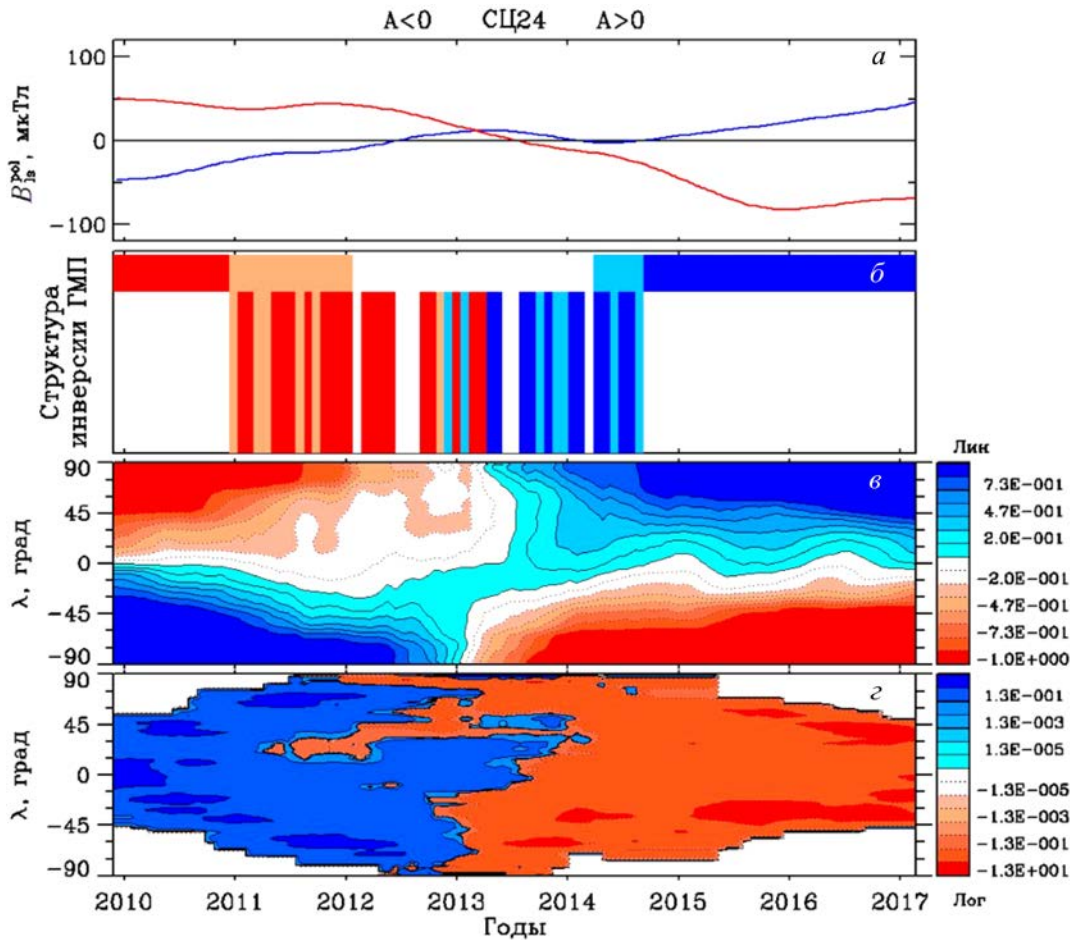


Рис. 6. Структура и протекание процесса инверсии ГМП на всех широтах в СЦ 24: *а, б* — повторение соответствующих панелей рис. 2 и 5; *в, г* — сглаженные с периодом один год усредненная по долготе полярность ГМП F и ее производная по полярному углу $dF/d\theta$ (см. объяснение в тексте), соответственно, на всех широтах. Соответствие цвета с величиной и знаком характеристик показано на панельках справа

где p, v, q — импульс, скорость и заряд частицы. Первый и второй члены в правой части выражения представляют собой соответственно регулярную и вдоль ГТС скорости магнитного дрейфа частиц.

В данной статье мы используем решение сформулированной выше краевой задачи только для проверки одного из основных выводов, сделанных ранее [Крайнев и др., 2023б] из наблюдений интенсивности ГКЛ в период инверсии ГМП, а именно, что в этот период в течение примерно двух лет частицы ГКЛ разного знака заряда ведут себя практически одинаково, хотя вне этого периода интенсивность зависит как от знака заряда частиц q , так и от полярности ГМП A . Этот вывод был сделан по периоду инверсии ГМП в СЦ 24, когда впервые появились детальные данные об интенсивности ГКЛ разного типа по данным эксперимента AMS-02 [Aguilar et al., 2018, 2021], и надежно проверить его по другим периодам инверсии ГМП пока нельзя.

Единственным механизмом в краевой задаче модуляции ГКЛ (5), (6), зависящим от знака q , является магнитный дрейф со скоростью (8), определяемой произведением q и A . Поэтому критерием оценки модели инверсии ГМП для определенного СЦ мы считаем нечувствительность в течение времени по-

рядка года или двух интенсивности ГКЛ, рассчитанной с использованием этой модели, к изменению знака заряда частиц и полярности ГМП. Отметим, что вывод о необходимости полного выключения дрейфа частиц в период собственно инверсии ГМП в СЦ 24 для теоретического описания совокупности наблюдений интенсивности ГКЛ сделан также во многих работах, например [Aslam et al., 2023].

Проверку по сформулированному выше критерию описанной в разделе 4 модели инверсии ГМП проведем для СЦ 24. На верхних трех панелях рис. 7, *а–в* вертикальными линиями отмечено время трех оборотов, отделенных двумя кэррингтоновскими оборотами. На нижней панели рис. 7, *г* для этих трех моментов показаны спектры частиц, рассчитанные при решении задачи (5), (6). При этом в каждый момент рассчитывались три спектра, полученные при использовании скорости дрейфа, умноженной на коэффициент, равный 1, $-1, 0$. Эти три спектра показаны соответственно сплошными линиями синего и красного цвета и штриховой черной линией. Известно, что в период инверсии СЦ 24 полярность ГМП изменяется от $A < 0$ к $A > 0$, а взаимное расположение спектров при низких энергиях в порядке возрастания интенсивности соответствует $qA < 0, qA = 0,$

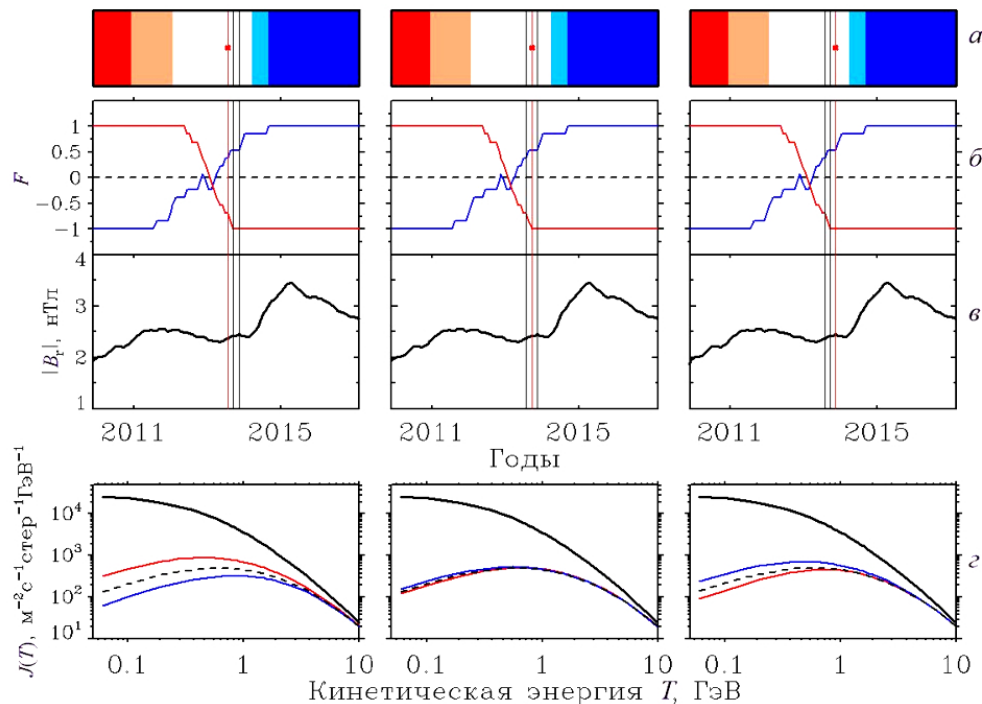


Рис. 7. Рассчитанные спектры протонов ГКЛ для трех кэррингтоновских оборотов (три вертикальных столбца панели) периода инверсии СЦ 24, для которого фазы магнитного цикла, сглаженная усредненная полярность ГМП на полюсах и сглаженный модуль радиальной компоненты ГМП показаны, соответственно, на верхних трех горизонтальных слоях панелей а–в. Вертикальными линиями на этих трех панелях отмечены три момента, причем линия для текущего оборота показана красным цветом и на верхней панели помечена звездочкой. На трех нижних панелях с показаны спектры протонов ГКЛ при трех вариантах скорости магнитного дрейфа, описанных в тексте

$qA < 0$. Поэтому существенное расхождение и изменение порядка расположения синих и красных линий при переходе от первого к третьему моменту означает, что между этими моментами (чуть раньше второго момента) произошло быстрое изменение эффективной для ГКЛ полярности ГМП. Значит, период, когда интенсивность ГКЛ нечувствительна к полярности ГМП, составляет не больше 3–5 оборотов Солнца, что противоречит при моделировании ГКЛ выводу, что этот период составляет примерно два года. По-видимому, этим недостатком обладает и предложенная в [Kopp et al., 2021] модель инверсии ГМП, поскольку в ней тоже учитываются лишь процессы в слое между фотосферой и гелиосферой.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Описание в разделе 1 этапов образования ГМП по слоям в общем отражает большие усилия, предпринимаемые в этом отношении. Однако наиболее важной и нерешенной проблемой остается описание ускорения СВ, что обусловлено отсутствием удовлетворительной теории этого ускорения и, в конечном счете, нагрева солнечной короны. Поэтому распределение скорости СВ на внутренней границе гелиосферы формируется по полумпирическим связям скорости с геометрией магнитных силовых линий и не очень надежно. Но именно это распределение скорости определяет ГМП в самой гелиосфере.

При формировании наших качественных представлений об инверсии ГМП в разделе 2 мы пользовались данными и моделями только WSO, хотя су-

ществуют другие обсерватории, сканирующие солнечные магнитные поля, по данным которых восстанавливаются поля скорости СВ и ГМП на внутренней границе гелиосферы. Прежде всего это обусловлено тем, что данные и результаты расчетов по моделям WSO существуют с 1976 г., а данные других обсерваторий и результаты моделирования полей скорости СВ и ГМП на внутренней границе гелиосферы доступны с недавнего времени. Тем не менее, когда данные WSO ненадежны (например, в конце 2022 г.), мы используем и будем дальше использовать другие данные [<http://gong.nso.edu>; <http://solarstation.ru/sun-service>].

При обсуждении в разделе 3 места СЦ 24 и 25 среди других циклов и плавности (и линейности) переходов от минимума Глайсберга к Современному максимуму и затем возврата к аналогичному глайсберговскому Современному минимуму мы основывались только на линейности четырех максимальных значений в первом переходе и трех во втором. Тем не менее, сама эта линейность с высокими коэффициентами корреляции может быть указанием, что эта тройка экстремумов (глайсберговский минимум — Современный максимум — Современный минимум) чем-то объединена и отличается от других глобальных экстремумов типа минимумов Дальтона или Маундера, образующихся внезапно.

Отметим, что при формировании количественных моделей инверсии ГМП в разделе 4, а также при моделировании интенсивности ГКЛ в разделе 5 усреднение по долготе при переходе от 3D- к 2D-моделям

легко может приводить к нефизичности моделей (например, к нарушению бездивергентности ГМП) и, возможно, к неконтролируемым ошибкам в расчетах. Поэтому, если это возможно, надо формулировать и решать 3D-задачи с последующим усреднением результатов по долготе даже для случая, когда интерес представляет усредненная по долготе характеристика.

Кроме того, отметим, что описанная в разделе 4 схема учета размеров гелиосферы предполагает, что наблюдаемые в глубине гелиосферы характеристики переносятся с постоянной скоростью и их распределение не изменяется с расстоянием. Это второе предположение используется в модели инверсии ГМП, обсуждаемой в данной статье, а также в большинстве работ по теоретическому описанию модуляции ГКЛ. В [Крайнев и др., 2023a] высказано предположение, что даже в периоды низкой активности с устойчивым, но неоднородным распределением скорости СВ в основании гелиосферы взаимодействие разноскоростных потоков СВ может с удалением от Солнца существенно исказить распределение как СВ, так и ГКЛ. Более того, такое искажение распределения гелиосферных характеристик с расстоянием следует ожидать для периодов высокой пятенной активности и инверсии ГМП, когда распределения скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы сильно неоднородны и быстро меняются. Поэтому мы рассматриваем излагаемую в данной статье модель инверсии ГМП как первое приближение к модели, адекватно описывающей ситуацию. С другой стороны, именно процессы в подложке гелиосферы, где магнитные поля являются активным агентом, формирующим распределения СВ и ГМП на внутренней границе гелиосферы, приводят к инверсии ГМП. Процессы же в самой гелиосфере, где распределения всех характеристик формируются прежде всего солнечным ветром, возмущают уже созданную на внутренней границе инверсию ГМП.

Основные выводы:

- Для солнечных циклов 21–24 сформулирована качественная модель инверсии ГМП, позволяющая представить временные границы, фазы и структуру этого явления в отношении распределения полярности ГМП.
- В двух последних циклах СЦ 24–25 как тороидальная, так и полоидальная ветви солнечной активности понижены по сравнению с предыдущими циклами, принадлежащими Современному максимуму, и их уровень близок к среднему циклам минимума Глайсберга. Переход от минимума Глайсберга к Современному максимуму и возврат опять к уровню, аналогичному минимуму Глайсберга, происходит линейно во времени.
- Для каждого из циклов 21–24 сформулирована так называемая внутренняя модель инверсии ГМП, в которой активным агентом является лишь солнечное магнитное поле на фотосфере и в короне Солнца, хотя при этом учитываются конечные размеры гелиосферы.
- Рассмотрение модуляции интенсивности ГКЛ в гелиосфере с использованием внутренней модели

инверсии ГМП для СЦ 24 приводит к выводу об очень быстрой инверсии ГМП, т. е. период, когда интенсивность ГКЛ нечувствительна к полярности ГМП, составляет всего 3–5 оборотов Солнца. Это резко противоречит результатам моделирования интенсивности ГКЛ, согласно которым этот период составляет примерно два года.

- Для построения полноценной модели инверсии ГМП требуется учет возмущения, созданного на внутренней границе распределения ГМП в самой гелиосфере из-за взаимодействия неоднородных и нестационарных потоков СВ.

Авторы благодарны всем командам исследователей, представляющим свои результаты в сети Интернет. Благодарим также рецензентов, учет замечаний которых существенно улучшил статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Калинин М.С., Крайнев М.Б. Двумерное транспортное уравнение для галактических космических лучей как следствие редукции трехмерного уравнения. *Геомагнетизм и аэронаука*. 2014. Т. 54, № 4. С. 463–469. DOI: [10.7868/S0016794014040051](https://doi.org/10.7868/S0016794014040051).
- 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).
- Крайнев М.Б., Калинин М.С., Базилевская Г.А. и др. О проявлении короткопериодных областей взаимодействия солнечного ветра в вариациях интенсивности ГКЛ. *Солнечно-земная физика*. 2023a. Т. 9, № 1. С. 10–21. DOI: [10.12737/szf-91202302](https://doi.org/10.12737/szf-91202302).
- Крайнев М.Б., Базилевская Г.А., Калинин М.С. и др. Пятьдесят лет исследования поведения интенсивности ГКЛ в периоды инверсии гелиосферного магнитного поля. I. Наблюдаемые эффекты. *Солнечно-земная физика*. 2023b. Т. 9, № 4. С. 5–20. DOI: [10.12737/szf-94202301](https://doi.org/10.12737/szf-94202301).
- Крымский Г.Ф. Диффузионный механизм суточной вариации космических лучей. *Геомагнетизм и аэронаука*. 1964. Т. 4. С. 763–769.
- Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A., et al. (PAMELA collaboration). Time dependence of the proton flux measured by PAMELA during the 2006 July–2009 December solar minimum. *Astrophys. J.* 2013. Vol. 765. P. 91. DOI: [10.1088/0004-637X/765/2/91](https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/2/91).
- Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A., et al. (PAMELA collaboration). Unexpected cyclic behavior in cosmic-ray protons observed by PAMELA at 1 au. *Astrophys. J. Lett.* 2018. Vol. 852. P. L28. DOI: [10.3847/2041-8213/aaa403](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaa403).
- Aguilar M., et al. (AMS collaboration). Observation of complex time structures in the cosmic-ray electron and positron fluxes with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.* 2018. Vol. 121. 051102. DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.051102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.051102).
- Aguilar M., et al. (AMS collaboration). Periodicities in the daily proton fluxes from 2011 to 2019 measured by the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station from 1 to 100 GV. *Phys. Rev. Lett.* 2021. Vol. 127. 271102. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.271102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.271102).
- Altschuler M.D., Newkirk G. Jr. Magnetic fields and the structure of the solar corona. I. Methods of calculating coronal fields. *Solar Phys.* 1969. Vol. 9. P. 131–149. DOI: [10.1007/BF00145734](https://doi.org/10.1007/BF00145734).
- 11Aslam O.P.M., Luo Xi, Potgieter M.S., Ngobeni M.D. Song Xiaojian. Unfolding drift effects for cosmic rays over the period of the Sun's magnetic field reversal. *Astrophys. J.* 2023. Vol. 947, iss. 2. Id. 72. 17 p. DOI: [10.3847/1538-4357/acc24a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acc24a).

- Boschini M.J., Della Torre S., Gervasi M., et al. Propagation of cosmic rays in heliosphere: The HELMOD model. *Adv. Space Res.* 2018. Vol. 62, iss. 10. P. 2859–2879. DOI: [10.1016/j.asr.2017.04.017](https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.04.017).
- Burger R.A., Moraal H., Webb G.M. Drift theory of charged particles in electric and magnetic fields. *Astrophys. Space Sci.* 1985. Vol. 116, iss. 107.
- Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 2010. Vol. 7. Article number 3. P. 3.
- Gnevyshev M.N. On the 11-year cycle of solar activity. *Solar Phys.* 1967. Vol. 1. P. 107–120. DOI: [10.1007/BF00150306](https://doi.org/10.1007/BF00150306).
- Guo X., Florinski V. Corotating interaction regions and the 27 day variation of galactic cosmic rays intensity at 1 AU during the cycle 23/24 solar minimum. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. Vol. 119, iss. 14. P. 2411–2429. DOI: [10.1002/2013JA019546](https://doi.org/10.1002/2013JA019546).
- Guo X., Florinski V. Galactic cosmic-ray intensity modulation by corotating interaction region stream interfaces at 1 AU. *Astrophys. J.* 2016. Vol. 826:65, no. 1. DOI: [10.3847/0004-637X/826/1/65](https://doi.org/10.3847/0004-637X/826/1/65).
- 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. P. 861–868. DOI: [10.1086/155218](https://doi.org/10.1086/155218).
- Jokipii J.R., Thomas B. Effect of drift on the transport of cosmic rays. IV. Modulation by a wavy interplanetary current sheet. *Astrophys. J.* 1981. Vol. 243. P. 1115–1122. DOI: [10.1086/158675](https://doi.org/10.1086/158675).
- Kalinin M.S., Krainev M.B., Gvozdevsky B.B., et al. On the transition from 3D to 2D transport equations for a study of long-term cosmic-ray intensity variations in the heliosphere *PoS ICRC2021*. 2021. 1323. DOI: [10.22323/1.395.1323](https://doi.org/10.22323/1.395.1323).
- Kopp A., Raath J.L., Fichtner H., et al. Cosmic-ray transport in heliospheric magnetic structures. III. Implications of solar magnetograms for the drifts of cosmic rays. *Astrophys. J.* 2021. Vol. 922:124. DOI: [10.3847/1538-4357/ac23e0](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac23e0).
- Krainev M.B., Kalinin M.S. The models of the infinitely thin global heliospheric current sheet. *Proc. 12th International Solar Wind Conference*, Saint-Malo, AIP Conference Proc. 2010. Vol. 1216. P. 371–374.
- 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 International Cosmic Ray Conference*. 2014. icrc2013-0317/1-4, ArXiv:1411.7532 [astro-ph.SR].
- Krainev M., Bazilevskaya G., Kalinin M., Svirzhevskaya A., Svirzhevsky N. GCR intensity during the sunspot maximum phase and the inversion of the heliospheric magnetic field. *Proceedings of Science*. 2015, PoS (ICRC2015) 081/1-8.
- Krainev M., Kalinin M., Aslam O.P.M., et al. On the dependence of maximum GCR intensity on heliospheric factors for the last five sunspot minima. *Adv. Space Res.* 2021. Vol. 68, iss. 7. P. 2953–2962. DOI: [10.1016/j.asr.2021.05.021](https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.05.021).
- Luo X., Zhang M., Feng X., et al. A numerical study of the effects of corotating interaction regions on cosmic-ray transport. *Astrophys. J.* 2020. Vol. 899:90, no. 2. DOI: [10.3847/1538-4357/aba7b5](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba7b5).
- Odstrcil D. Modeling 3-D solar wind structure. *Adv. Space Res.* 2003. Vol. 32, iss. 4. P. 497–506. DOI: [10.1016/S0273-1177\(03\)00332-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00332-6).
- Parker E.N. Cosmic ray modulation by solar wind. *Phys. Rev.* 1958. Vol. 110. P. 1445. DOI: [10.1103/PhysRev.110.1445](https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.1445).
- Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planetary and Space Sciences*. 1965. Vol. 13. P. 9–49. DOI: [10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5).
- Potgieter M.S. Solar modulation of cosmic rays. *Living Revs. Solar Phys.* 2013. Vol. 10. P. 3. DOI: [10.12942/lrsp-2013-3](https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-3).
- Rosenberg R.L., Coleman P. Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 1969. Vol. 74, iss. 24. P. 5611. DOI: [10.1029/JA074i024p05611](https://doi.org/10.1029/JA074i024p05611).
- Schatten K.H. Current sheet magnetic model for the solar corona. *Cosmic Electrodynamics*. 1971. Vol. 2. P. 232.
- Schatten K.H., Wilcox J.M., Ness F.N. A model of interplanetary and coronal magnetic fields. *Solar Phys.* 1969. Vol. 6. P. 442–455.
- Schobe D.J. Sunspot cycles, Hutchinson Ross. Publ., Stroudsburg, PA, USA. 1983.
- Sheeley N.R., Jr. Polar faculae during the interval 1906–1975. *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81. P. 3462. DOI: [10.1029/JA081i019p03462](https://doi.org/10.1029/JA081i019p03462).
- Sheeley N.R., Jr. A century of polar faculae variations. *Astrophys. J.* 2008. Vol. 680. P. 1553–1559. DOI: [10.1086/588251](https://doi.org/10.1086/588251).
- 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. Solar cycle evolution of the heliospheric magnetic field: The Ulysses legacy. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2011. Vol. 73, iss. 2-3. P. 277–289. DOI: [10.1016/j.jastp.2010.03.019](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.03.019).
- Storini M., Bazilevskaya G.A., Fluckiger E.O., et al. The Gnevyshev gap: A review for space weather. *Adv. Space Res.* 2003. Vol. 31, no. 4. P. 895–900. DOI: [10.1016/S0273-1177\(02\)00789-5](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00789-5).
- Stozhkov Yu.I., Okhlopov V., Makhmutov V., Logachev V. Solar activity, cosmic rays, and global climate changes. *Proc. 33rd International Cosmic Ray Conference*. 2013. P. 1607.
- Tóth G., van der Holst B., Sokolov I.V., et al. Adaptive numerical algorithms in space weather modeling. *J. Computational Physics*. 2012. Vol. 231, iss. 3. P. 870903. DOI: [10.1016/j.jcp.2011.02.006](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2011.02.006).
- Vos E.E., Potgieter M.S. New modeling of galactic proton modulation during the minimum of solar cycle 23/24. *Astrophys. J.* 2015. 815:119. DOI: [10.1088/0004-637X/815/2/119](https://doi.org/10.1088/0004-637X/815/2/119).
- Wiengarten T., Kleimann J., Fichtner H., et al. Cosmic ray transport in heliospheric magnetic structures. I. Modeling background solar wind using the CRONOS magnetohydrodynamic code. *Astrophys. J.* 2014. Vol. 788:80. DOI: [10.1088/0004-637X/788/1/80](https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/1/80).
- Zhao X., Hoeksema J.T. A coronal magnetic field model with horizontal volume and sheet currents. *Solar Phys.* 1994. Vol. 151, iss. 1. P. 91–105. DOI: [10.1007/BF00654084](https://doi.org/10.1007/BF00654084).
URL: <http://wso.stanford.edu> (дата обращения 7 июля 2024 г.).
- URL: <http://gong.nso.edu/> (дата обращения 7 июля 2024 г.).
- URL: <http://solarstation.ru/sun-service> (дата обращения 7 июля 2024 г.).
- URL: <https://www.gaoran.ru/database/esai> (дата обращения 7 июля 2024 г.).
- URL: <https://solarscience.msfc.nasa.gov> (дата обращения 26 марта 2024 г.).
- URL: <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/forecasts/SRS/> (дата обращения 7 июля 2024 г.).

Статья подготовлена по материалам Девятнадцатой ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», 5–9 февраля 2024 г., ИКИ РАН, Москва.

Как цитировать эту статью:

Крайнев М.Б., Калинин М.С. Пятьдесят лет исследования поведения интенсивности ГКЛ в периоды инверсии гелиосферного магнитного поля. II. Инверсия ГМП на внутренней границе гелиосферы. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 3. С. 40–52. DOI: [10.12737/szf-103202405](https://doi.org/10.12737/szf-103202405).