

## ГЕЛИОСФЕРНАЯ МОДУЛЯЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ: МОДЕЛЬ И НАБЛЮДЕНИЯ

### HELIOSPHERIC MODULATION OF COSMIC RAYS: MODEL AND OBSERVATION

#### С.К. Герасимова

*Институт космофизических исследований  
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,  
Якутск, Россия, s\_k\_gerasimova@ikfia.ysn.ru*

#### П.Ю. Гололобов

*Институт космофизических исследований  
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,  
Якутск, Россия, gpeter@ikfia.sbras.ru*

#### В.Г. Григорьев

*Институт космофизических исследований  
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,  
Якутск, Россия, grig@ikfia.ysn.ru*

#### П.А. Кривошапкин

*Институт космофизических исследований  
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,  
Якутск, Россия, p\_a\_krivoshapkin@mail.ru*

#### Г.Ф. Крымский

*Институт космофизических исследований  
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,  
Якутск, Россия, krymsky@ikfia.ysn.ru*

#### С.А. Стародубцев

*Институт космофизических исследований  
и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН,  
Якутск, Россия, starodub@ikfia.ysn.ru*

#### S.K. Gerasimova

*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research  
and Aeronomy SB RAS,  
Yakutsk, Russia, s\_k\_gerasimova@ikfia.ysn.ru*

#### P.Yu. Gololobov

*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research  
and Aeronomy SB RAS,  
Yakutsk, Russia, gpeter@ikfia.sbras.ru*

#### V.G. Grigoryev

*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research  
and Aeronomy SB RAS,  
Yakutsk, Russia, grig@ikfia.ysn.ru*

#### P.A. Krivoshapkin

*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research  
and Aeronomy SB RAS,  
Yakutsk, Russia, p\_a\_krivoshapkin@mail.ru*

#### G.F. Krymsky

*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research  
and Aeronomy SB RAS,  
Yakutsk, Russia, krymsky@ikfia.ysn.ru*

#### S.A. Starodubtsev

*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research  
and Aeronomy SB RAS,  
Yakutsk, Russia, starodub@ikfia.ysn.ru*

**Аннотация.** Излагается разработанная в ИКФИА СО РАН базовая модель модуляции космических лучей в гелиосфере. Модель имеет только один свободный параметр модуляции — отношение регулярного магнитного поля к турбулентному — и может применяться для описания вариаций интенсивности космических лучей в широкой области энергий от 100 МэВ до 100 ГэВ. Рассмотрены возможные механизмы генерации турбулентного поля. Первоначальное предположение об электрической нейтральности гелиосферы оказалось неверным, а требуемый для согласования модели с наблюдениями нулевой потенциал в плоскости солнечного экватора может быть обеспечен, если лобовая точка обтекаемой межзвездным газом гелиосферы лежит вблизи указанной плоскости. Установлено, что аномальное возрастание интенсивности космических лучей в конце 23-го цикла солнечной активности связано с остаточной модуляцией, производимой дозвуковым солнечным ветром за фронтом стоячей ударной волны. Модель применяется для описания особенностей поведения интенсивности космических лучей в нескольких циклах солнечной активности.

**Ключевые слова:** космические лучи, гелиосфера, модуляция, солнечная активность.

**Abstract.** This paper presents the basic model of cosmic ray modulation in the heliosphere, developed in Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy of the Siberian Branch of RAS. The model has only one free modulation parameter: the ratio of the regular magnetic field to the turbulent one. It may also be applied to the description of cosmic ray intensity variations in a wide energy range from 100 MeV to 100 GeV. Possible mechanisms of generation of the mentioned turbulence field are considered. The primary assumption about the electrical neutrality of the heliosphere appears to be wrong, and the zero potential needed to match the model with observations in the plane of the solar equator can be achieved if the frontal point of the heliosphere, which is flowed around by interstellar gas, lies near the mentioned plane. We have revealed that the abnormal rise of cosmic ray intensity at the end of solar cycle 23 is related to the residual modulation produced by the subsonic solar wind behind the front of a standing shock wave. The model is used to describe features of cosmic ray intensity variations in several solar activity cycles.

**Keywords:** cosmic rays, heliosphere, modulation, solar activity.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Цикл солнечной активности (СА) в вариациях интенсивности космических лучей (КЛ) отражает изменение условий их распространения в гелиосфере. С солнечным циклом связаны напряженность межпланетного магнитного поля (ММП), скорость солнечного ветра (СВ), геометрия областей быстрого и медленного СВ, структура токового слоя и его «гофр» обнаруживающий себя как секторная структура магнитного поля и другие параметры.

Общепринято, что КЛ, проникая в гелиосферу, подвергаются воздействию четырех основных модулирующих процессов:

- 1) конвекции вследствие расширения СВ;
- 2) диффузии из-за рассеяния частиц турбулентным ММП;
- 3) энергетических изменений, таких как адиабатические потери энергии и ускорения;
- 4) дрейфа в результате градиента и искривления ММП.

Эти модулирующие процессы описываются уравнением переноса КЛ [Крымский, 1964; Parker, 1965]. Основные математические инструменты, используемые для описания наблюдаемой модуляции КЛ в гелиосфере, хотя и очень поверхностно, описываются в работе [Mogaal, 2013]. Гелиосферная модуляция выражается в виде 11-летней волны в интенсивности КЛ [Lockwood, Webber, 1967]. Длительные наблюдения этого явления показали, что КЛ по-разному ведут себя в четных и нечетных циклах СА, в частности, модуляция КЛ имеет две особенности: при положительной полярности общего магнитного поля Солнца пик интенсивности КЛ оказывается плоским, при отрицательной — острым [Thomas et al., 2014]. В результате этого возникает 22-летняя вариация интенсивности КЛ, так называемый цикл Хейла [Hale, Nicholson, 1925]. В работе [Charkhch'yan et al., 1973] такое различие между циклами связывается с переполюсовкой общего магнитного поля Солнца. В работах [Levi, 1976; Jokipii et al., 1977; Jokipii, Thomas, 1981] это явление объяснялось магнитным дрейфом КЛ, а затем были проведены многочисленные расчеты модуляции с учетом большого числа параметров.

Современные модели модуляции галактических КЛ в гелиосфере дают правильное и достаточно детальное описание процессов, учитывающее изменение всех перечисленных параметров в разном сочетании. В качестве примера можно упомянуть работы [Kota, Jokipii, 1983; Potgieter et al., 2001; Manuel et al., 2011; Manuel et al., 2014] и содержащиеся там ссылки на литературу. Теория, рассматриваемая в этих и других работах, опирается на понятие диффузии КЛ и их конвекции, а также на представление о СВ и магнитном дрейфе.

Детальное описание данного процесса требует расчета трехмерных моделей с помощью численных методов. Такие программы были созданы упомянутыми авторами. В работе [Kota, Jokipii, 1983] исследовалось распределение КЛ по гелиодолготе, гелиошироте и расстоянию от Солнца, а также деформа-

ция их энергетического спектра. В работах [Potgieter et al., 2001; Manuel et al., 2011] изучалось влияние гелиоширотной асимметрии на КЛ при разных полярностях общего магнитного поля Солнца, а также модуляция, зависящая от времени. В работе других авторов [Laurenza et al., 2014] исследуется воздействие дрейфового эффекта на модуляцию КЛ. На основе измерений интенсивности КЛ (на станциях нейтронных мониторов Climax, Rome и Huancayo-Haleakala), площади солнечных пятен, величины ММП и угла наклона нейтрального токового слоя с помощью метода разложения на эмпирические моды (Empirical mode decomposition) авторам удалось оценить вклад дрейфового эффекта на глобальную модуляцию КЛ. Показано, что в зависимости от энергии частиц величина этого вклада составляет до 30–35 %. Кроме того, было обнаружено, что именно этот эффект является ответственным за модуляцию КЛ при низкой СА. В частности, он отвечает за плоский (острый) максимум в четных (нечетных) солнечных циклах. Однако, как отмечают авторы, вклад дрейфового эффекта уменьшается в периоды вблизи максимума СА. В работе [Wibberenz et al., 2001] на основе простой модели распространяющегося диффузионного барьера исследуется влияние угла наклона нейтрального токового слоя и величины гелиосферного магнитного поля на модуляцию КЛ.

Большое внимание различным исследователями уделяется 23-му солнечному циклу, который оказался самым продолжительным, а поток галактических КЛ в конце цикла достиг максимального значения за весь период наблюдений КЛ [Lockwood, 2010]. Этот минимум СА считается аномальным и предоставляет уникальную возможность проверки теории модуляции КЛ, а также установления истинных причин такой аномальной интенсивности КЛ. В работе [Gushina et al., 2014] была предпринята попытка определения характерных особенностей и сравнения вариации интенсивности КЛ в 23–24-м циклах с ранними (19–22) циклами с помощью развитой ранее [Gushina et al., 2014] многопараметрической модели [Belov et al., 2001; Белов и др., 2002; Белов и др., 2007; Belov et al., 2005; Гушина и др., 2008]. В результате этими авторами было установлено, что текущий 24-й цикл характеризуется чрезвычайно слабой модуляцией КЛ, вызванной аномалиями солнечной и гелиосферной природы, в частности, ослаблением общего магнитного поля Солнца. Кроме того, они установили, что влияние наклона нейтрального токового слоя на модуляцию КЛ ослабло в 2009–2012 гг., хотя угол наклона изменялся в тех же пределах, что и в предыдущих циклах.

В работе [Pacini, Usoskin, 2015] на основе анализа данных восьми нейтронных мониторов для 24-го цикла СА установлено, что частицы, регистрируемые полярными нейтронными мониторами, в последнем цикле испытывают более слабую гелиосферную модуляцию, чем в предыдущих. В то же время частицы с более высокими энергиями не испытывают таких значительных изменений в процессе модуляции. Это явление авторы связывают с уменьшением уровня турбулентности ММП в по-

следнем солнечном цикле [Bisoi et al., 2014; Starodubtsev, Grigoryev, 2011], которая существенно влияет на распространение КЛ в гелиосфере. Подобный вывод, но уже на основе численного моделирования уравнения переноса КЛ и данных нейтронных мониторов был получен в работе [Zhao et al., 2014].

В работе [Ferreira, Potgieter, 2004] развита многопараметрическая (compround) модель, в которой на основе экспериментальных данных определяются временные зависимости коэффициентов в уравнении переноса КЛ. В последующем модель [Manuel et al., 2014] удовлетворительно описывала поведение интенсивности КЛ, зарегистрированной на космических аппаратах Voyager-1 и 2, IMP-8 и Ulysses. Согласно выводам авторов, наблюдаемое поведение интенсивности КЛ в 2004–2010 гг. обусловлено прежде всего изменениями коэффициента диффузии, а не коэффициента дрейфа.

Достоинство всех упомянутых работ состоит в том, что в них приняты во внимание многочисленные факторы, изменяющиеся с солнечным циклом, и описываются те или иные детали модуляции КЛ в гелиосфере. Однако подобная детализация может восприниматься и как недостаток: в этих расчетах трудно уловить главный фактор и проследить доминирующий процесс модуляции. С нашей точки зрения, возможна противоположная постановка задачи: освобождение модели гелиосферы от излишних деталей, ее максимальное упрощение и выделение в ней единственного фактора, который меняется с солнечным циклом и значительно влияет на долговременную модуляцию КЛ.

В этой работе авторами обсуждаются результаты расчетов именно в такой постановке.

## 2. МОДЕЛЬ ГЕЛИОСФЕРЫ И СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ

Модельная гелиосфера представляет собой область, ограниченную радиусом  $\approx 100$  а.е., за пределами которой наблюдается не меняющаяся интенсивность КЛ — такая же, как в межзвездной среде. Радиус весьма слабо влияет на получаемые результаты. Гелиосфера заполнена однородным радиальным СВ со скоростью 400 км/с, не меняющимся с солнечным циклом. Радиальная составляющая регулярного магнитного поля по величине не зависит от гелиошироты и имеет противоположные знаки в северной и южной полусферах. Токовый слой, разделяющий полусферы, расположен в плоскости солнечного экватора и не имеет гофра. Геометрия регулярного поля полностью определяется кинематикой, сочетающей СВ с твердотельным вращением Солнца. На регулярное поле наложено турбулентное. Отношение напряженностей этих двух полей одинаково во всей гелиосфере, но меняется с циклом. Турбулентное поле в течение 4.5 лет линейно растет со временем от минимума СА, где оно составляет малую долю от регулярного, до максимума, когда регулярное поле становится исчезающе малым. Затем турбулентное поле линейно падает в течение

6.5 лет. Суммарное поле не меняется с циклом СА. В действительности это не так, но изменения суммарного поля много меньше изменений каждого из двух полей в отдельности. Знак регулярной составляющей меняется в момент максимума.

## 3. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА

Солнечный ветер замагничен, и КЛ в нем переносятся вместе с магнитным полем. Они также рассеиваются на магнитных неоднородностях, вследствие чего подвергаются диффузии. В простейшей модели боровской диффузии они совершают рассеяния с постоянной времени  $\tau = \omega_T^{-1}$ , где  $\omega_T = eH_T v / pc$ ,  $e$  — заряд электрона,  $H_T$  — напряженность турбулентного поля,  $c$  — скорость света,  $p$ ,  $v$  — импульс и скорость частиц. Диффузия в реальном ММП отличается от боровской наличием регулярной составляющей поля  $H$ , в результате чего диффузия становится анизотропной. Простейшая модель этого процесса при наличии точечных рассеяний описывается тензором диффузии

$$\kappa_{\alpha\beta} = \kappa_{\parallel} h_{\alpha} h_{\beta} + \kappa_{\perp} (\delta_{\alpha\beta} - h_{\alpha} h_{\beta}) + \kappa_H h_{\gamma} e_{\alpha\beta\gamma},$$

в котором

$$\kappa_{\parallel} = v^2 \tau / 3; \quad \kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} / (1 + k^2); \quad \kappa_H = \kappa_{\parallel} k / (1 + k^2); \quad k = \omega \tau,$$

$h_{\alpha\beta\gamma}$  — компоненты единичного вектора регулярного магнитного поля,  $\delta_{\alpha\beta}$  — единичный тензор,  $e_{\alpha\beta\gamma}$  — абсолютно антисимметричный единичный тензор,  $v$  — скорость частиц,  $\tau$  — среднее время между рассеяниями,  $\omega$  — гирочастота частиц КЛ в регулярном магнитном поле.

Параметр  $k = \omega \tau$  — его можно назвать степенью регулярности магнитного поля — является ключевым для описания процесса модуляции. Первое упрощение касается поведения этого параметра: он будет считаться постоянным для всей гелиосферы и не зависящим от энергии частиц, хотя и будет меняться с циклом СА. Отметим, что единое значение  $k$  для различных диапазонов энергий указывает на неизменную форму спектра магнитной турбулентности СВ, которая в модели постулирована как степенная с показателем  $-1$ . Это находится в кажущемся противоречии с прямыми измерениями спектров флуктуаций ММП [Starodubtsev, Grigoryev, 2011]. Однако следует принять во внимание, что КЛ отражают характер турбулентности во всем объеме гелиосферы, которая, естественно, отличается от турбулентности вблизи орбиты Земли.

Антисимметричная часть тензора диффузии, порождаемая векторным произведением и описываемая так называемую холловскую диффузию, может быть выделена в отдельный член. Член уравнения переноса, содержащий холловскую диффузию, может быть представлен в форме  $-\vec{u}_{dr} \text{grad} f$ , где  $f$  — функция распределения частиц, зависящая от пространственных координат и импульсов частиц, а

$$-\vec{u}_{dr} = \frac{v}{3} \frac{k^2}{k^2 + 1} \frac{pc}{e} \text{rot} \frac{\vec{H}}{H^2}$$

имеет смысл дрейфовой скорости.

Уравнение переноса частиц ветром со скоростью  $u$  в дрейфовой форме содержит только симметричный тензор диффузии, который будем обозначать  $\tilde{\kappa}$ :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \text{div}(\tilde{\kappa} \text{grad} f) - (\tilde{u} + \tilde{u}_{\text{др}}) \text{grad} f + \frac{1}{3} \text{div} \tilde{u} p \frac{\partial f}{\partial p}. \quad (1)$$

Такая форма уравнения с выделенным дрейфовым членом, по-видимому, впервые использована в [Jokipii et al., 1977].

Сделаем несколько замечаний о дрейфовой скорости  $\tilde{u}_{\text{др}}$ , которая отражает дрейф частиц в неоднородном магнитном поле. При наличии турбулентности скорость дрейфа понижается и лишь при  $k \gg 1$  она совпадает со скоростью истинного дрейфа. При смене знака магнитного поля обращается направление дрейфа частиц, и это представляется очень важным, поскольку ММП периодически испытывает переполюсовки.

С достаточной точностью модуляция галактических КЛ может рассматриваться в линейном по скорости ветра приближении (см. [Крымский и др., 2007]). Считая скорость ветра малым параметром, будем представлять функцию распределения как сумму варьируемой и неварьируемой частей. Неварьируемую часть обозначим  $f_0$ , а для варьируемой части сохраним обычное обозначение  $f$ . Линеаризация уравнения переноса (1) по  $\tilde{u}$  дает в стационарном случае

$$\nabla(\tilde{\kappa} \nabla f) - \tilde{u}_{\text{др}} \nabla f = \frac{2(\gamma+2) u_0}{3} \frac{u_0}{r} f_0. \quad (2)$$

Член в правой части обусловлен дивергенцией скорости СВ, которая равна  $2u_0/r$ , а зависимость  $f_0$  от импульса представляется степенной функцией с показателем, равным  $-(\gamma+2)$ .

#### 4. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА В МЕЖПЛАНЕТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Общее магнитное поле Солнца, вмороженное в плазму СВ, выносится на большие расстояния как межпланетное поле. Поскольку радиальная компонента поля диполя обращается в нуль в экваториальной плоскости, имеется гелиоширотный градиент магнитного давления, стремящийся отклонить радиальный поток в сторону экваториальной плоскости, так чтобы напряженность радиального поля была однородно распределена по гелиошироте. Расчеты и наблюдения показывают, что однородное распределение магнитного поля является хорошим приближением.

Вращение Солнца с угловой скоростью  $\omega_{\odot}$  приводит к появлению азимутальной компоненты поля.

Магнитное поле во всей области сверхзвукового ветра представляется выражениями

$$H_r = H_0 \frac{r_0^2}{r^2} \text{sign} \left( \frac{\pi}{2} - \theta \right),$$

$$H_{\varphi} = -H_0 \frac{r_0}{r} \sin \theta \text{sign} \left( \frac{\pi}{2} - \theta \right).$$

В качестве масштаба длины  $r_0$  удобно выбрать

отношение  $u_0/\omega_{\odot}$ , тогда на расстоянии  $r_0$  азимутальная компонента поля вблизи экваториальной плоскости и радиальная компонента равны между собой (обозначаются как  $H_0$ ). При скорости СВ  $u_0$ , равной 400 км/с, величина  $r_0$  приблизительно равна 1 а.е. Полярный угол  $\theta$  отсчитывается от оси вращения к югу.

Предполагается, что магнитный момент диполя и вращательный момент Солнца параллельны, поэтому радиальная компонента поля положительна в северном полушарии ( $\theta < \pi/2$ ) и отрицательна в южном. Каждые 11 лет в максимуме очередного цикла СА полярность магнитного поля меняется и соответственно надо менять знак магнитного поля в расчетных формулах.

В большей части гелиосферы радиальное магнитное поле может считаться пренебрежимо малым. Радиальная компонента имеет значение лишь при  $r < (2 \div 3)r_0$ . Естественно, крупномасштабная картина модуляции будет определяться «дальней» зоной, где поле чисто азимутальное.

Коэффициенты диффузии и скорости дрейфа для дальней зоны представляются выражениями

$$\kappa_{rr} = \kappa_{\theta\theta} = \kappa_{\perp} = \frac{\nu r_0}{3} \frac{p}{p_0} \frac{k}{k^2 + 1} \frac{r}{r_0 \sin \theta}, \quad (3)$$

$$u_r = \nu \frac{p}{p_1} \delta \left( \theta - \frac{\pi}{2} \right), \quad u_{\theta} = \nu \frac{p}{p_1} \frac{\text{sign} \left( \frac{\pi}{2} - \theta \right)}{\sin \theta}. \quad (4)$$

Здесь

$$p_1 = \frac{3k^2 + 1}{2} p_0; \quad p_0 = \frac{eH_0 r_0}{c}. \quad (5)$$

Дельта-функция обусловлена наличием токового слоя в экваториальной плоскости и появляется при формальном дифференцировании разрывного множителя. Характерный масштаб для импульса  $p_0$  получим, если примем скорость СВ равной 400 км/с и напряженность магнитного поля на орбите Земли  $\sim 5$  нТл. При таких параметрах  $r_0 = R_{\odot} = 1.5 \cdot 10^{13}$  см,  $H_0 = 3 \cdot 10^{-5}$  Гс и  $p_0 \approx 150$  ГэВ/с. Если принять  $k^2 \gg 1$ , то для энергии  $\sim 15$  ГэВ, которая близка к эффективной энергии частиц, регистрируемой нейтронными мониторами, типичная величина скорости дрейфа составит  $2 \cdot 10^4$  км/с, что почти на два порядка больше скорости СВ. С ростом энергии частиц эта цифра будет еще больше.

Следует обратить внимание, что коэффициент диффузии и скорость дрейфа обращаются в бесконечность на оси симметрии. Физически это связано с тем, что напряженность магнитного поля здесь чрезвычайно мала. В принятом нами приближении она формально обращается в нуль.

Уравнение переноса можно привести к удобному виду, если ввести гелиошироту  $\psi = \pi/2 - \theta$  и переменную  $\lambda = -\ln(r/R)$ , где  $R$  — радиус гелиосферы:

$$\frac{1}{2k} \Delta f - \frac{1}{k} \frac{\partial f}{\partial \lambda} + \frac{\partial f}{\partial \lambda} \delta(\psi) + \frac{\partial f}{\partial |\psi|} = b_1 \cos \psi. \quad (6)$$

Здесь

$$b_1 = \frac{2(\gamma+2)}{3} \frac{u_0}{v} \frac{p_1}{p} f_0, \quad (7)$$

а оператор Лапласа действует на переменные  $\lambda$ ,  $\psi$ , как на декартовы координаты.

## 5. ГЕЛИОПАУЗА

Сверхзвуковой ветер имеет динамическое давление, которое вследствие радиального расширения квадратично падает с расстоянием. На орбите Земли типичные параметры ветра следующие: концентрация частиц  $n_0=8 \text{ см}^{-3}$ , скорость  $u_0=400 \text{ км/с}$ . Поскольку основной состав представляют протоны (масса  $1.7 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ ), типичное динамическое давление ветра  $\rho u^2=2 \cdot 10^{-8} \text{ дн/см}^2$ .

Плотность энергии КЛ, а также других компонентов межзвездной среды по порядку величины равна  $1 \text{ эВ/см}^3$ , что соответствует давлению  $\sim 10^{-12} \text{ дн/см}^2$ . Следовательно, на расстоянии порядка 100 а.е. СВ должен претерпевать ударный переход и становится дозвуковым. Приближенно можно считать, что модулирующее действие СВ на этом расстоянии прекращается. Указанная граница сверхзвукового ветра носит название гелиопаузы.

Модуляция КЛ в гелиосфере зависит от условий на гелиопаузе. В настоящее время при отсутствии точных знаний о гелиопаузе формулировать краевые условия приходится с использованием модельных представлений. Наличие крупномасштабного электрического поля в гелиосфере свидетельствует о том, что разные области гелиосферы имеют разный потенциал по отношению к внешней среде.

Отметим, что вопрос о влиянии на модуляцию галактических КЛ разности потенциалов между разными точками границы и внешними областями гелиосферы был одновременно и независимо рассмотрен разными исследователями в ряде работ (см., например, [Jokipii, Levy, 1979; Крайнев, 1979; Крайнев, Калинин, 2003]).

Рассматривая гелиопаузу в первом приближении как границу гелиосферы, мы приходим к заключению, что на ней происходит скачок потенциала

$$\Delta U = -\frac{uH_0 r_0}{c} (\sin|\psi| + C).$$

Если предположить, что гелиосфера в целом нейтральна, то  $C=-1/2$ .

Принятые выше параметры СВ дают потенциал гелиосферы в плоскости экватора, равный  $\pm 100 \text{ МВ}$ , и потенциал такой же величины, но противоположного знака на полюсах.

В случае положительной полярности магнитного поля потенциал низкоширотной гелиосферы положителен. В этом случае гелиосферу для краткости будем называть положительно заряженной. Переплюсовка магнитного поля приводит к смене знака потенциалов.

Модуляция КЛ электростатическим полем может быть вычислена с помощью уравнения Лиувилля, которое в нашем случае будет иметь вид

$$v \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + e\vec{E} \frac{\partial f}{\partial p} = 0.$$

Поскольку  $\vec{E} = -\nabla U$ , а  $v = \partial \varepsilon / \partial p$ , общий интеграл этого уравнения зависит только от энергии частиц  $\varepsilon$ :

$$f_0(p) + f(\vec{r}, p) = F(\varepsilon + eU).$$

Полагая функцию распределения за пределами области модуляции равной

$$f_0 = B p^{-(\gamma+2)},$$

получим

$$f = B \left[ \left( \frac{\varepsilon + eU}{c} \right)^2 - (mc)^2 \right]^{\frac{(\gamma+2)}{2}} - B p^{-(\gamma+2)} \approx \\ \approx -(\gamma+2) \frac{eU\varepsilon}{(pc)^2} f_0.$$

Последнее приближенное равенство справедливо при  $p \gg eU/c$ . Следовательно, например, при энергии 10 ГэВ электростатическая модуляция составляет примерно  $\pm 5\%$  и должна учитываться в расчетах.

## 6. КРАЕВЫЕ УСЛОВИЯ

Если потребовать, чтобы функция распределения зависела от модуля гелиошироты, получим для второй производной

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \psi^2} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \frac{\partial f}{\partial |\psi|} \text{sign} \psi \right) = \frac{\partial^2 f}{\partial |\psi|^2} + 2 \frac{\partial f}{\partial |\psi|} \delta(\psi).$$

Опуская знак модуля  $\psi$  в области  $0 \leq \psi \leq \pi/2$ , получим уравнение модуляции для дальней зоны вместо (6):

$$\frac{1}{2k} \Delta f - \frac{1}{k} \frac{\partial f}{\partial \lambda} + \frac{\partial f}{\partial \psi} = b_1 \cos \psi, \quad (8)$$

а при  $\psi=0$  имеем краевое условие

$$\frac{1}{k} \frac{\partial f}{\partial \psi} + \frac{\partial f}{\partial \lambda} = 0, \quad (9)$$

вытекающее из необходимости взаимного погашения сингулярных членов.

Краевое условие на гелиопаузе ( $\lambda=0$ ) определяется с учетом электрического потенциала  $\Delta U$ :

$$f = b_1 \frac{k^2}{k^2+1} (-1/2 + \sin \psi). \quad (10)$$

Здесь  $f$  является варьируемой частью, и для полного описания необходимо добавлять невозмущенную часть  $f_0$ .

В этом краевом условии амплитуда, зависящая от напряженности ММП, скорости СВ и импульса частиц, для удобства выражена через тот же самый параметр  $b_1$ , который введен выше. При  $\psi=\pi/2$  из-за бесконечной величины коэффициента диффузии функция распределения постоянна и равна

$$f|_{\psi=\pi/2} = \frac{b_1}{2} \frac{k^2}{k^2+1}. \quad (11)$$

Таким образом, уравнение (8) и три крайних условия (9–11) определяют поведение функции  $f$  в полосе  $\lambda \geq 0$ ,  $0 \leq \psi \leq \pi/2$ . Изменение уравнения и крайних условий при переходе к отрицательно заряжен-

ной гелиосфере осуществляется одновременным изменением знака  $k$  и  $p_0$  (и, соответственно,  $p_1$  и  $b_1$ ).

Если целью вычислений является нахождение модуляции вблизи орбиты Земли, мы имеем точку ( $\lambda \approx 4.6$ ;  $\psi=0$ ), в окрестности которой нам нужно определить поведение функции распределения. Эта точка отстоит от границ области соответственно на 4.6 и  $\pi/2$  безразмерных единиц. Эти расстояния одного порядка, и влияние той или иной границы критическим образом зависит от величины и направления дрейфа частиц.

При положительной гелиосфере дрейф направлен к плоскости экватора и вдоль нее наружу, поэтому основное влияние оказывает высокоширотная граница  $\psi=\pi/2$ . При отрицательной полярности противоположное направление дрейфа частиц перекрывает влияние высокоширотной границы и необходимо учитывать условия на гелиопаузе. Лишь при  $k < 1$ , когда дрейф невелик, высокоширотная граница будет давать вклад в решение при отрицательной гелиосфере.

## 7. ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ И ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ НИЗКОШИРОТНАЯ ГЕЛИОСФЕРА

При положительной гелиосфере, пренебрегая влиянием гелиопаузы, находим решение  $f_g(\psi)$ , не зависящее от  $\lambda$ , двумя последовательными интегрированиями по  $\psi$  линейного уравнения (8), а постоянные интегрирования определяются из условий при  $\psi=0$  и  $\psi=\pi/2$ :

$$f_g(\psi) = \frac{2kb_1}{4k^2+1}(2k \sin \psi - \cos \psi - 2k) + \frac{2kb_1}{4k^2+1}(e^{-2k\psi} - e^{-k\pi}) + \frac{b_1}{2} \frac{k^2}{k^2+1}.$$

В плоскости экватора эта функция равна

$$f_g^+(0) = -\frac{4k^2b_1}{4k^2+1} - \frac{2kb_1}{4k^2+1}e^{-k\pi} + \frac{b_1}{2} \frac{k^2}{k^2+1}. \quad (12)$$

В случае отрицательной полярности решение, не зависящее от  $\lambda$ , формально тоже существует, оно получается заменой знака  $k$  и  $b_1$  и для экваториальной плоскости имеет вид

$$f_g^-(0) = \frac{4k^2b_1}{4k^2+1} - \frac{2kb_1}{4k^2+1}e^{k\pi} - \frac{b_1}{2} \frac{k^2}{k^2+1}. \quad (13)$$

Видно, что глубина модуляции получается очень большой. Как уже указывалось, причиной этого является дрейф в обе стороны от экваториальной плоскости, поэтому необходимо учитывать влияние гелиопаузы. Если ограничиться не слишком малыми  $k$ , влиянием высокоширотной границы можно пренебречь и рассматривать поведение функции на низких гелиоширотах, где  $\sin \psi \approx \psi$ ,  $\cos \psi \approx 1$ .

Уравнение (здесь принято  $k > 0$ ,  $b_1 > 0$ , изменен знак  $\partial f / \partial \psi$ )

$$\frac{1}{2k} \Delta f - \frac{1}{k} \frac{\partial f}{\partial \lambda} - \frac{\partial f}{\partial \psi} = b_1$$

с краевыми условиями

$$\frac{1}{k} \frac{\partial f}{\partial \psi} - \frac{\partial f}{\partial \lambda} = 0 \Big|_{\psi=0},$$

$$f = b_1 \frac{k^2}{k^2+1} (1/2 - \psi) \Big|_{\lambda=0}$$

в этом случае имеет простое решение

$$f = f_i = b_1 \frac{k^2}{k^2+1} \left( 1/2 - |\psi| - \frac{\lambda}{k} \right). \quad (14)$$

Здесь восстановлен знак модуля  $\psi$ . Следует обратить внимание, что функция  $f$  симметрична относительно экваториальной плоскости, а ее производная по  $\psi$  терпит разрыв при  $\psi=0$ , так что поведение  $f$  имеет «клинообразный» характер.

## 8. 22-ЛЕТНИЙ ЦИКЛ

Смена полярности общего поля Солнца и соответственно ММП в периоды максимумов СА имеет своим следствием несовпадение характера модуляции КЛ в двух последовательных 11-летних циклах. Полным циклом модуляции КЛ является, следовательно, 22-летний цикл.

Модуляция КЛ в периоды положительной полярности описывается формулой (12), а для отрицательной должна быть использована формула (14).

При высоком уровне турбулентности (при  $k^2 \ll 1$ ) необходимо учитывать оба канала поступления частиц: вдоль экваториальной плоскости (решение (14)) и с высоких широт (решения (12) и (13)). В общем случае с достаточной точностью их совместное действие можно описать формулой

$$f(k) = \frac{f_i(0)f_g(0)}{f_i(0) + f_g(0)}.$$

Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести функцию модуляции  $F(k)$ , зависящую только от  $k$ :

$$F(k) = f/b_1. \quad (15)$$

Для того чтобы нарисовать теоретическую картину модуляции, максимально упростим предположения о связи параметра  $k$  с фазой 11-летнего цикла. Фазой цикла  $\phi$  будем считать величину, меняющуюся от 0 в минимуме СА до 1 в максимуме и обратно от максимума до минимума. Фаза по определению линейно меняется со временем на каждом упомянутом временном отрезке. Переполюсовка магнитного поля происходит в момент максимума цикла при  $\phi=1$ . Промежуток роста СА положим равным 4.5 года, а спада — 6.5 лет.

$$k = \omega \tau = H_0 / H_T.$$

Предположим, что напряженность турбулентного поля достигает максимума в момент переполюсовки и линейно зависит от фазы цикла:

$$H_T = H_{\text{набл}}(\phi + 1/k_0).$$

Малая добавка  $1/k_0$  определяет остаточный уровень турбулентности в минимуме СА. Наблюдаемое поле  $H_{\text{набл}}$ , являющееся суммой регулярного и турбулентного полей, будем считать постоянным в течение всего цикла. Реальное поле претерпевает изменения в цикле, но они значительно меньше тех изменений, которые характеризуют регулярное и

турбулентное поля в отдельности. Таким образом,

$$H_{\text{набл}} = \sqrt{H_0^2 + H_T^2} = \text{const}.$$

Из сказанного вытекает, что регулярное поле в период максимума много меньше турбулентного.

В итоге параметр  $k$  зависит от фазы следующим образом:

$$k = \frac{\sqrt{1-\phi^2}}{\phi+1/k_0}$$

и изменяется в пределах  $0 < k < k_0$ .

В соответствии со сделанными предположениями напряженность поля  $H_0$ , входящая в выражения (5) и (6) для  $p_0$ ,  $p_1$  и  $b_1$ , становится зависящей от времени и постоянную  $b$  надо умножить на дополнительный поправочный множитель

$$\eta = \sqrt{1-\phi^2}.$$

## 9. РАСШИРЕНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ НА ОБЛАСТЬ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Базовая теория гелиосферной модуляции использует линейное приближение по скорости ветра и поэтому пригодна только для описания вариаций КЛ высоких энергий. Попытаемся обобщить ее на область более низких энергий, а затем сравним с результатами многолетних наблюдений КЛ в стратосфере, проводимых группой ФИАН в Москве и Мурманске, приведенными в работе [Stozhkov et al., 2009], а также с данными наблюдений на космических аппаратах.

В уравнении переноса КЛ

$$\nabla(\kappa \nabla f) - (\vec{u} + \vec{u}_{dr}) \nabla f + \frac{1}{3} \nabla \vec{u} \cdot \frac{\partial f}{\partial p} = 0$$

функцию распределения представим в виде  $f(p, \vec{r}) = f_0(p) \exp(-\zeta(p, \vec{r}))$ , где  $f_0(p)$  — невозмущенная функция, зависящая только от импульса частиц  $p$  и имеющая степенной вид, а  $\zeta$  — возмущение, обусловленное модуляцией. Тогда после подстановки получим

$$-\nabla(\kappa \nabla \zeta) + \kappa (\nabla \zeta)^2 + (\vec{u} + \vec{u}_{dr}) \nabla \zeta + \frac{1}{3} \nabla \vec{u} \cdot \left( \frac{p}{f_0} \frac{\partial f_0}{\partial p} - p \frac{\partial \zeta}{\partial p} \right) = 0.$$

Считая малым квадрат градиента  $\zeta$ , а зависимость  $\zeta(p)$  слабой по сравнению с  $f_0(p)$ , отбросим соответствующие члены. Полученное уравнение для  $\zeta$  ничем не отличается от исследованного ранее линейного уравнения и дает необходимое нам решение через  $F(k)$  (см. (15)):

$$\zeta = F(k) b_1 / f_0.$$

Для того чтобы сравнить решение с наблюдениями КЛ в стратосфере [Stozhkov et al., 2009], необходимо усреднить его по импульсам частиц. Поскольку зависимость решения от импульса теперь стала более сложной, усреднение по всему первич-

ному спектру должно проводиться в явном виде. Для этого необходимо знать кратность генерации вторичных частиц  $m(p)$ , представляющую собой вклад КЛ с импульсом  $p$  в наблюдаемую интенсивность, рассчитанную на одну первичную частицу. Для нее используется следующее выражение:  $m(p) = \text{const}(1 - p_m^2 / p^2)p$ , где  $p_m = 1.2$  ГэВ/с — ионизационное обрезание кратности для вертикально падающих частиц на глубине 100 г/см<sup>2</sup>. Такая зависимость вытекает из предположения, что размножение первичной частицы в атмосфере на глубине наблюдения (в максимуме интенсивности) завершено. Выражение в скобке отражает тот факт, что при малых энергиях вследствие ионизационного обрезания в максимуме интенсивности доступны частицы, движущиеся лишь в пределах телесного угла возле вертикали, зависящего от их энергии.

Если теперь перейти к частицам еще более низких энергий (~100 МэВ), пренебрегать членом  $(1/3) \nabla \vec{u} \cdot \partial \zeta / \partial p$  уже нельзя, так как он меняет знак в спектре КЛ.

Следовательно, решение  $\zeta(p)$ , полученное в линейном приближении, должно быть умножено на поправочный множитель, тогда оно принимает вид

$$\zeta(p) = b_0 F(k) \left( 1 - \frac{p}{\gamma+2} \frac{\partial \zeta}{\partial p} \right).$$

Здесь величина  $b_0$  отличается от  $b_1$  лишь отсутствием множителя  $f_0$  и может быть выражена как  $b_0 = \sigma_0 / p^2$ , где

$$\sigma_0 = (\gamma+2) m_p u e H_0 r_0 / c,$$

а  $m_p$  — масса протона. Подстановка чисел дает  $\sigma_0 = 0.9$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Вводя обозначение  $-F(k) \sigma_0 / (\gamma+2) = g$ , получим линейное дифференциальное уравнение

$$\zeta' - \frac{p}{g} \zeta - \frac{\gamma+2}{p} = 0,$$

решение которого

$$\zeta = -\frac{\gamma+2}{2} \exp(p^2 / 2g) E_1(p^2 / 2g),$$

а  $E_1(x) = \int_x^\infty (\exp(-x) / x) dx$  — интегральная показательная функция. Надо иметь в виду, что в указанной области энергий  $\gamma \approx 0$ .

Таким образом, получив  $\zeta$ , мы можем теперь выписать решение задачи о гелиосферной модуляции частиц низких энергий. Следует сделать лишь одно замечание: при низком значении коэффициента диффузии наше квазистационарное решение нуждается в поправках. Диффузионный масштаб при  $k \sim r$ , как в нашем случае, растет со временем линейно. Для протонов с энергией 270 МэВ он достигает 100 а.е. примерно за 1 год. Это время диффузионного заполнения гелиосферы. Конвекционное вытеснение КЛ из гелиосферы занимает примерно такое же время. Поэтому результаты расчетов должны быть сглажены с периодом 1 год.

## 10. СРАВНЕНИЕ ПРЕДСКАЗАНИЙ МОДЕЛИ С РЕЗУЛЬТАТАМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Расчет модуляции для частиц с энергией 13 ГэВ, сделанный в рамках указанных упрощенных условий для значений  $k_0$ , равных 3, 5 и 10, показан на рис. 1. Предполагалось, что Земля находится в плоскости солнечного экватора. Для удобства представлена картина модуляции за два последовательных 22-летних цикла. На этом же рисунке показана интенсивность нейтронной компоненты КЛ. Данные взяты из [Jokipii, Kota, 1997]. Они были получены из наблюдений интенсивности на горе Клаймакс за почти 50-летний период. Видно, что 11-летние циклы модуляции существенно отличаются один от другого. Циклы с переполосовкой с «+» на «-» (нечетные циклы СА) имеют более длительный период понижения КЛ (широкий минимум), а последующее восстановление интенсивности более кратковременно (острый пик), чем в следующих за ними циклах.

Широкий минимум интенсивности обусловлен тем, что после переполосовки интенсивность продолжает понижаться, хотя уровень турбулентности уже снижается. Причиной этого запаздывания является дрейф КЛ от экватора к высоким широтам при отрицательной полярности общего магнитного поля Солнца. Этот дрейф препятствует поступлению КЛ с высоких широт, он появляется после максимума активности, когда параметр  $k$  достигает достаточно большой величины.

При дальнейшем снижении уровня турбулентности (росте  $k$ ) появляется вклад КЛ, дрейфующих в плоскости экватора от границы гелиосферы. Этот вклад по мере роста приводит к восстановлению интенсивности.

«Плоский» максимум интенсивности при положительной полярности гелиосферы также связан с дрейфом, который в этом случае направлен с высоких широт к экватору.

Если уровень остаточной турбулентности в минимуме СА не слишком велик ( $k_0 \gtrsim 10$ ), максимальная интенсивность (вершина острого пика) больше, чем у КЛ в отсутствие модуляции. Это обусловлено действием электрического поля гелиосферы, как уже упоминалось.

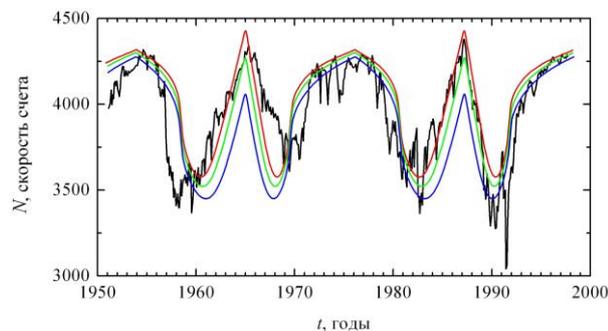


Рис. 1. Зависимость интенсивности КЛ от времени по измерениям нейтронного монитора станции Клаймакс — чёрная кривая. Синяя, зелёная и красная кривые — ожидаемые интенсивности для значений отношения напряженностей регулярного и турбулентного ММП  $k_0=3, 5$  и  $10$  соответственно

При большом уровне остаточной турбулентности ( $k_0 \gtrsim 3$ ) острый пик сильно подавлен, как это видно из рисунка.

Сравнение приведенных расчетов с наблюдениями показывает общее соответствие наблюдаемой и вычисленной интенсивностей как по форме кривой, так и по величине.

Следует подчеркнуть, что теория не имеет подгоночных параметров, а единственный варьируемый параметр наилучшим образом соответствует наблюдениям при значении  $k_0 \simeq 5$ .

На рис. 2 приведены данные наблюдений интенсивности КЛ по измерениям в стратосфере над Москвой и Мурманском [Kraiev et al., 2013]. Предсказания модели для этих наблюдений, полученные в указанном выше приближении, показаны на рисунке в виде сплошной и штриховой кривых.

При расчетах было принято то же самое значение остаточного уровня турбулентности  $k_0=5$ , что и в области высоких энергий. Из рис. 2 видно, что, в целом, несмотря на упомянутые упрощения, для 19–23-го циклов СА наблюдается удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом. Для них теория корректно описывает и абсолютное значение интенсивности КЛ и ее вариации. Однако очевидно, что данная картина не соответствует наблюдаемому поведению КЛ в 23-м цикле солнечной активности. Это обстоятельство будет обсуждаться ниже.

Для описания поведения КЛ еще более низких энергий ( $E_p \sim 100$  МэВ) рассмотрим механизм, который управляет поведением регулярного и турбулентного полей. При этом, чтобы изменения теории были минимальными, будем считать радиальную компоненту регулярного поля в северной и южной полусферах однородной, не зависящей от гелиошироты и долготы, а отношение полей будем усреднять по сфере и относить ко всему объему гелиосферы.

Параметр  $k$ , полученный в результате таких усреднений, определяет величину модуляции КЛ высоких энергий, поступающих к Земле извне по двум каналам: с высоких широт и вдоль низкого слоя. В соответствии с работой [Крымский и др., 2007], функция распределения КЛ испытывает соответствующие вариации с циклом СА.

Сопоставление интенсивности КЛ, зарегистрированной на космическом аппарате IMP-8, с модельным расчетом показано на рис. 3. Анализ показывает, что для протонов с энергией 145–440 МэВ в целом можно говорить об удовлетворительном согласии.

## 11. СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ НАБЛЮДЕНИЙ В ЯКУТСКЕ

Мы рассматриваем период 1980–2012 гг. — от максимума 21-го до начала 24-го цикла СА. Используются среднемесячные значения интенсивности КЛ, зарегистрированных в Якутске с помощью нейтронного монитора и вертикального мюонного телескопа, установленного на уровне 0 м водного эквивалента (в.э.) [Крымский и др., 2013]. Эти приборы входят в состав Якутского спектрографа КЛ им. А.И. Кузьмина и характеризуются эффективными энергиями регистрации частиц 13 и 32.5 ГэВ соответственно. Подроб-

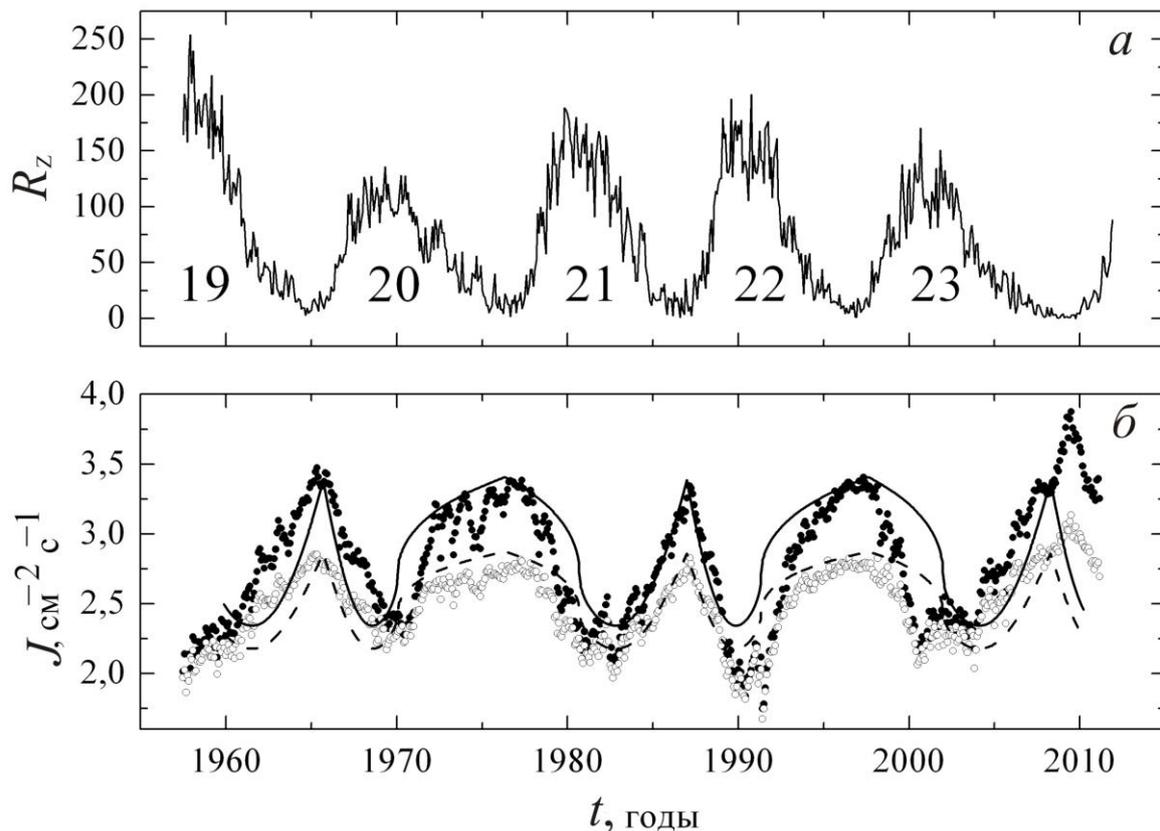


Рис. 2. Зависимость от времени числа солнечных пятен (а), долговременных вариаций потока КЛ  $J$  по данным стратосферных измерений на станциях Мурманск ( $R_c=0.6$  ГВ, сплошные кружки) и Москва ( $R_c=2.4$  ГВ, открытые кружки) (б). Показаны модельные расчеты при значениях свободного параметра  $k_0=5$  (штриховая кривая) и  $k_0=15$  (сплошная кривая)

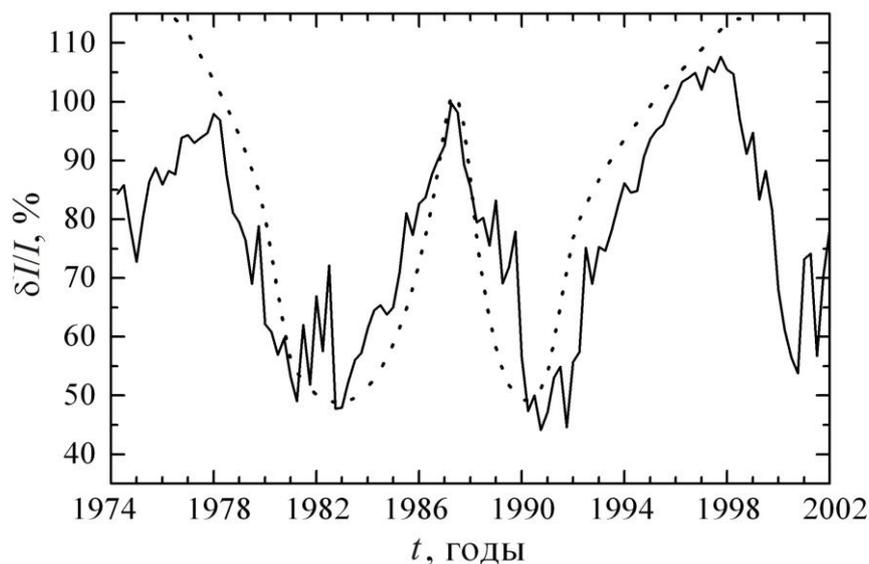


Рис. 3. Зависимость интенсивности КЛ  $\delta I/I$  от времени по измерениям протонов на космическом аппарате IMP-8 в дифференциальном канале 145–440 МэВ. Пунктирная линия соответствует модельным расчетам при  $k_0=5$

ные сведения о спектрографе КЛ приведены на сайте [<http://hecrlab.ysn.ru>].

Результаты многолетних измерений интенсивности КЛ в Якутске представлены на рис. 4. Видно, что в течение длительного времени максимумы интенсивности КЛ в различных солнечных циклах имели практически одинаковые значения. Но в глу-

боком минимуме СА между 23-м и 24-м циклами, который наблюдался в 2008–2010 гг., Якутским спектрографом было зарегистрировано необычное и значительное превышение интенсивности КЛ по сравнению со всеми предыдущими максимумами. По данным нейтронного монитора это превышение составляет величину около 5 % (рис. 4, а), а мюон-

ного телескопа — около 3 % (рис. 4, б). Как уже отмечалось выше, такая же картина наблюдается по результатам других авторов.

## 12. МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОЛЯ

Изложенная базовая модель в целом удовлетворительно описывает модуляцию, наблюдаемую в нейтронной компоненте КЛ [Крымский и др., 2007] и в стратосферных измерениях [Stozhkov et al., 2009; Krainev et al., 2013], а также в мюонной интенсивности [Крымский и др., 2013].

Однако изменяющееся отношение регулярного и турбулентного полей, введенное в теорию, является феноменологическим параметром, поведение которого не связывалось с каким-либо физическим механизмом. Здесь мы рассмотрим возможный механизм, который управляет поведением регулярного и турбулентного полей. При этом, чтобы изменения теории были минимальными, будем продолжать считать радиальную компоненту регулярного поля в северной и южной полусферах однородной, не зависящей от гелиошироты и долготы, а отношение полей будем усреднять по сфере и относить ко всему объему гелиосферы.

Параметр  $k$ , полученный в результате таких усреднений, определяет величину модуляции КЛ высоких энергий, поступающих к Земле по двум каналам: с высоких широт и вдоль низкоширотного слоя. Совместное действие высокоширотного и низкоширотного каналов модуляции создает вариацию

$$F(k) = b_1 F(k).$$

Ключевым элементом в базовой модели модуляции является уровень магнитной турбулентности. Основное предположение, которым мы будем руко-

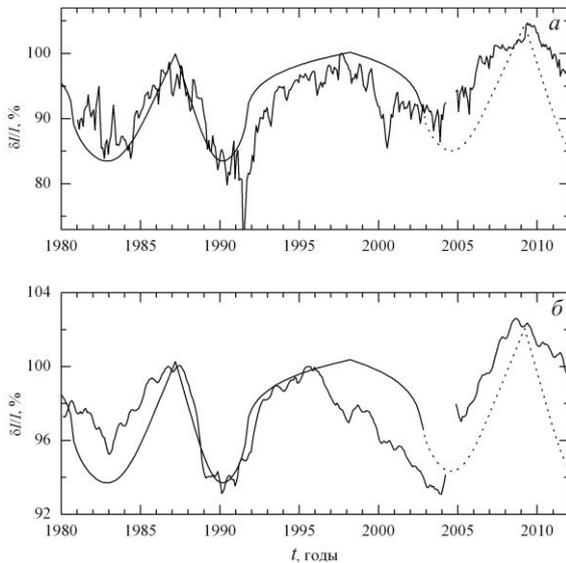


Рис. 4. Зависимость интенсивности КЛ  $\delta I/I$  от времени по измерениям на Якутском спектрографе: *a* — нейтронный монитор, *б* — мюонный телескоп, установленный на уровне 0 м водного эквивалента и регистрирующий частицы, приходящие с вертикального направления. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют расчетам модели при значениях свободного параметра  $k_0=5$  и  $k_0=15$  соответственно

водствоваться, состоит в том, что турбулентность в СВ возникает как результат взаимодействия быстрого СВ с медленным. Идеализируем постановку задачи. Положим, что быстрый ветер, исходящий из высокоширотных областей Солнца, занимает большую часть северной и южной полусфер, а медленный располагается в низкоширотном слое и занимает телесный угол, много меньший, чем  $4\pi$ . Этот слой совпадает с магнитным экватором Солнца и на протяжении магнитного цикла отклоняется от плоскости солнечного экватора, а в максимуме активности отклонение становится максимальным, когда слой проходит через оба полюса Солнца.

Кривая, описывающая «кувырок» магнитного диполя Солнца в магнитном цикле и показывающая изменение полярного угла его оси [Bravo, Stewart, 1995], выглядит наиболее просто, если ее описывать в «деформированном времени». Время спада солнечного цикла значительно больше, чем время подъема. Чтобы сделать параметры цикла симметричными, введем деформированное время  $t_{sh}(t)$  с применением которого максимум цикла приходится точно на середину цикла:

$$t_{sh}(t) = \left[ \sqrt{\left[ \frac{4T_s - T}{4(T - 2T_s)} \right]^2 + \frac{t}{2(T - 2T_s)}} - \frac{4T_s - T}{4(T - 2T_s)} \right] T.$$

Здесь  $T$  — период цикла,  $T_s$  — время подъема СА. При  $t=(0, T_s, T)$ , формула дает  $t_{sh}=(0, T/2, T)$ .

В дальнейшем большую часть расчетов мы будем относить к деформированному времени. Полярный угол магнитного полюса положим равным  $\theta_0$ . Кувырок магнитного диполя параметризуем как

$$\theta_0(t_{sh}) = \pi \begin{cases} (2t_{sh}/T)^\alpha / 2 & , 0 < t_{sh} < T/2 \\ 1 - [2(T - t_{sh})/T]^\alpha / 2 & , T/2 < t_{sh} < T \end{cases}$$

Здесь  $\alpha=0.3$ . Если каждый раз брать тот полюс, который находится в северной полусфере, будем иметь  $0 < \theta_0 < \pi/2$ .

Рассмотрим взаимодействие быстрого и медленного ветра со скоростями  $u_+$  и  $u_-$  в одной из полусфер, скажем, в северной. Для простоты границу быстрого и медленного ветра — контактную поверхность — будем располагать в плоскости магнитного экватора, а сам экватор считать отклоненным на угол  $\theta_0$ . Тогда вблизи Солнца контактная поверхность описывается уравнением

$$\cos \varphi = \text{ctg} \theta_0 \text{ctg} \theta.$$

Долготный угол  $\varphi$  отсчитывается от меридиана, противоположного тому, на котором лежит ось магнитного диполя. С удалением от Солнца контактная поверхность искривляется и описывается уравнением

$$\cos \left( \varphi - \frac{\omega_\odot r}{u} \right) = \text{ctg} \theta_0 \text{ctg} \theta.$$

Здесь  $u=(u_++u_-)/2$  — средняя скорость СВ, а  $\omega_\odot$  — угловая скорость вращения Солнца.

Вычислим угол  $\beta$  между нормалью к контактной поверхности и радиусом-вектором  $\vec{r}$ . Если плоскость образует с осями X, Y углы  $\alpha_1, \alpha_2$ , то с плоско-

стью  $\chi$  она образует угол  $\alpha$  и

$$\operatorname{tg}^2 \alpha = \operatorname{tg}^2 \alpha_1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_2.$$

Поэтому для угла  $\beta$  имеем

$$\operatorname{tg} \beta = \sqrt{\left(\frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial r}{\partial \varphi}\right)^2}.$$

Подсчитав производные, находим

$$\operatorname{tg}^2 \beta = -\left(\frac{u}{\omega_0 r}\right)^2 \frac{2}{\cos 2\theta_0 + \cos 2\theta}.$$

Знаменатель в правой части всегда меньше нуля, поэтому выражение положительно.

Столкновение быстрого ветра с медленным тем сильнее, чем меньше угол  $\beta$ . Нормальная к поверхности скорость потока

$$\Delta u = \cos \beta \frac{u_+ - u_-}{2}.$$

Если она больше альфвеновской скорости  $v_A = H / \sqrt{4\pi\rho_0}$ , возникает ударная волна. Энергия, выделяемая в ударной волне, сначала образует турбулентность, а затем переходит в тепло. Это основное предположение, на основании которого мы будем оценивать напряженность турбулентного поля. В соответствии с этим примем, что половина газового давления за ударным фронтом обеспечивается турбулентным магнитным полем. Уравнения баланса массы, давления и плотности энергии

$$\rho \Delta u_1 = \rho_0 \Delta u,$$

$$\rho \Delta u_1^2 + P_* = \rho_0 \Delta u^2,$$

$$\frac{1}{2} \rho \Delta u_1^3 + \frac{s_*}{s_* - 1} P_* \Delta u_1 = \frac{1}{2} \rho_0 \Delta u^3$$

записаны через эффективное давление  $P_*$  и эффективный показатель адиабаты  $s_*$ , которые определены равенствами

$$P_* = P + \frac{H^2}{8\pi} \left[ \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 - 1 \right],$$

$$\frac{s_*}{s_* - 1} P_* = \frac{5}{2} P + 2 \frac{H^2}{8\pi} \left[ \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 - \frac{\Delta u}{\Delta u_1} \right].$$

Добавочные члены в правых частях этих выражений отражают давление регулярного магнитного поля, которое параллельно фронту, и поток магнитной энергии соответственно. Решением уравнений баланса является

$$\Delta u_1 = \frac{s_* - 1}{s_* + 1} \nabla u,$$

$$P_* = \frac{2}{s_* + 1} \rho_0 \Delta u^2.$$

Далее вводим не известную пока степень сжатия  $\sigma = (s_* + 1)/(s_* - 1)$ , подставляем  $P_*$  в соответствующие

уравнения и исключаем оттуда  $P$ , после чего найдем

$$\sigma = \sqrt{M_A^4 + 13M_A^2 + 25/4} - (M_A^2 + 5/2).$$

Здесь

$$M_A^2 = \frac{4\pi\rho_0 \Delta u^2}{H^2} > 1$$

— квадрат магнитного числа Маха. Это число зависит от  $H$ ,  $\rho_0$  и  $\beta$ . Ударная волна возникает там, где оно больше 1.

Газовое давление

$$P = \rho_0 \Delta u^2 \left[ \frac{1}{\sigma} - \frac{\sigma + 1}{2M_A^2} \right] (\sigma - 1).$$

Здесь  $\rho_0 = \rho_{\oplus}(R/r)^2$ ;  $\rho_{\oplus} = m_p n_{\oplus}$ ;  $n_{\oplus} = 8 \text{ см}^{-3}$ ,  $m_p$  — масса протона.

Напряженность турбулентного поля

$$H_T = \sqrt{12\pi P},$$

так как его показатель адиабаты равен 4/3.

Напряженность регулярного поля пропорциональна  $H_{\oplus} = 5 \cdot 10^{-5}$  эрстед:

$$H = H_{\oplus} \sqrt{\frac{R_{\oplus}^2}{r^2} + \left(\frac{\omega R_{\oplus}}{u}\right)^2 \sin^2 \theta}.$$

Базовая теория оперирует параметром  $k = H/H_T$ , который теперь может быть рассчитан как функция от  $\theta$ ,  $\varphi$ . В тех направлениях, где не образуется ударная волна, этот параметр становится бесконечным, но это не является препятствием для вычисления среднего  $k$ , поскольку применяется гармоническое осреднение, т. е., средние обратной величины. Итак, величина  $k^{-1}$  интегрируется по сфере и относится к  $4\pi$ . Результат зависит от угла наклона солнечного магнитного диполя  $\theta_0$ . Описанный здесь способ получения эффективного  $k$  не учитывает еще одного обстоятельства. Магнитный поток, выходящий из Солнца в северное и южное полушария, меняется с изменением угла  $\theta_0$ , поскольку в каждом из них появляется поле противоположного знака. Поэтому среднее поле  $H$  необходимо умножить на  $(1 - 2\theta_0/\pi)$ . Мы видим, что в период максимума солнечного цикла, когда  $\theta = \pi/2$ , эффективное регулярное поле исчезает. С учетом сказанного необходимо ввести поправки в величину  $k$  и величину  $p_1$ , входящую в коэффициент  $b_0$ . Обе эти величины должны быть умножены на упомянутый фактор. В период минимума, когда  $\theta_0 = 0$ , параметр  $k$  становится бесконечным из-за отсутствия источника турбулентности. В базовой модели постулировалось существование остаточной турбулентности, в результате чего параметр  $k$  был ограничен и по данным наблюдений  $k_{\max} = 5$ . Оставим это предположение в силе и в нашем случае.

Таким образом, для каждого момента времени в течение магнитного цикла мы можем вычислить деформированное время  $\tau$ , наклон солнечного диполя  $\theta_0$ , параметр  $k$  и, следовательно, величину модуляции  $f/f_0$ .

Соответствующий расчет для  $p = 13$  ГэВ/с представлен на рис. 5. Показания нейтронного монитора в Оулу [Gerasimova et al., 2015] обнаруживают соот-

ветствие с расчетом как по величине, так и по форме кривой. Следовательно, постулированное ранее поведение турбулентного и регулярного полей в солнечном цикле оправдывается конкретным механизмом генерации турбулентности.

### 13. АНОМАЛИЯ 23-го СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Как отмечено выше, в конце 23-го цикла СА интенсивность КЛ высоких энергий при сохранении острой формы вершины существенно превысила все ранее наблюдавшиеся значения. Как видно из рис. 2, согласие теории и наблюдений резко нарушается в 23-м цикле СА. По данным сети нейтронных мониторов интенсивность КЛ в декабре 2009 г. достигла максимума, превысив ее значения в предыдущих 19–22-м циклах на 5–6 %. А измерения КЛ в стратосфере на баллонах и шарах-зондах показали еще большее превышение (>20 %) [Stozhkov et al., 2009]. При этом многие авторы полагают, что причиной такой аномалии является необычно длительный период солнечного минимума и ранее не наблюдавшаяся минимальная величина ММП.

Весь 23-й цикл обладает отличительными особенностями. Григорьев и Стародубцев [Starodubtsev, Grigoryev, 2011] изучали изменения энергетических спектров форбуш-понижений в 20–23-м циклах СА. В их работе показано, что показатель наклона спектров форбуш-понижений во всем 23-м цикле является более жестким, чем в трех предыдущих. Это позволяет утверждать, что в 23-м цикле в формировании понижений КЛ преобладала роль пробочного механизма, для эффективной работы которого также требуется наличие в межпланетной среде достаточно ламинарного магнитного поля [Крымский и др., 2009]. Кроме того, в той же работе установлено, что весь 23-й цикл в отличие от предыдущих характеризуется пониженным уровнем турбулентности СВ в энергетической области частотного спектра. С этим же обстоятельством связана и малая величина анизотропии КЛ, наблюдавшаяся в течение всего 23-го цикла СА [Gerasimova et al., 2011]. Таким образом, у нас есть все основания полагать, что в течение всего 23-го

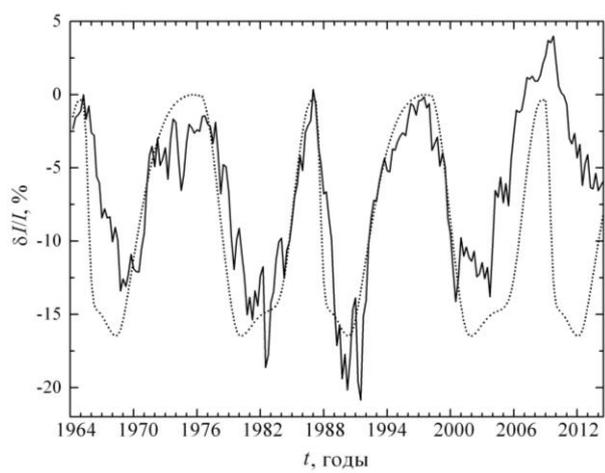


Рис. 5. Зависимость интенсивности КЛ от времени по измерениям нейтронного монитора станции Оулу. Пунктирная кривая соответствует модельным расчетам при значении свободного параметра  $k_0=5$

солнечного цикла наблюдалось более регулярное ММП по сравнению с тремя предыдущими циклами. В таком случае зарегистрированное необычное поведение интенсивности КЛ может быть связано с уменьшением степени рассеяния при резонансном взаимодействии потока КЛ с неоднородностями СВ, имеющими пространственные масштабы  $\sim 10^{12}$  см. Это указывает на то, что в 23-м цикле нужно принять значительно большую величину свободного параметра модели  $k_0$ . Действительно, расчеты показывают, что формальное согласие между теорией и экспериментом в 23-м цикле СА достигается при значении параметра  $k_0=15$ .

Делать окончательный вывод о том, что согласие теории и эксперимента восстановлено, пока преждевременно.

### 14. НЕОБХОДИМОСТЬ МОДИФИКАЦИИ МОДЕЛИ

Обращает на себя внимание особенность модели, связанная с уровнем остаточной турбулентности, который характеризуется параметром  $k_0$ . Если не принимать во внимание 23-й цикл, этот параметр обладает удивительной устойчивостью: во всех циклах он равен 5 и сохраняет такое значение для всех рассмотренных диапазонов энергий КЛ. Его величина определяется требованием, чтобы максимальные интенсивности КЛ в период минимумов четных и нечетных циклов совпадали, как это следует из наблюдений. Теоретическое значение для положительного и отрицательного периодов дается выражениями (при  $k^2 \gg 1$ )

$$f^+ = -b_1 / 2,$$

$$f^- = b_1(1/2 - \lambda / k_0).$$

Отсюда, следует, что  $k_0 = \lambda = 4.6$ . Такое совпадение параметра  $k_0$  свидетельствует о каком-то недостатке модели. Анализ исходных положений приводит нас к выводу, что следует отказаться от предположения, что гелиосфера электрически нейтральна.

Предположение об электрической нейтральности влечет за собой вполне определенный способ уничтожения магнитного потока, выносимого СВ: половина потока диссипирует в плоскости солнечного экватора, а другая половина стягивается к полюсам и диссипирует там. Отсюда следует, что в плоскости экватора имеется ненулевой электрический потенциал, который меняет знак при переполусовках. Необходимость компенсации влияния потенциала на модуляцию и приводит к требованию  $k_0=4.6$ .

Если предположение об электрической нейтральности заменить предположением о нулевом электрическом потенциале экваториальной плоскости, все предсказания теории остаются в силе, но при этом  $k_0 \gg \lambda$ . Рассмотренный выше механизм генерации турбулентности требует, чтобы в период минимума СА  $k_0 \rightarrow \infty$ .

Каков же тогда механизм уничтожения магнитного потока? Таким механизмом, по-видимому, является обтекание гелиосферы межзвездным газом. Если скорость газа на бесконечности параллельна плоскости солнечного экватора, электрический потенциал в этой плоскости будет равен нулю. Как показано в

работе [Курт, Миронова, 2013] обтекание действительно близко к тому, которое нам необходимо (эклиптическая широта точки подветренного направления равна  $-5^\circ$ ).

## 15. ПРИЧИНА АНОМАЛЬНОГО ПОВЫШЕНИЯ КЛ В 23-м ЦИКЛЕ

Модифицированная модель гелиосферы с нулевым потенциалом уже не способна описать аномальное возрастание снижением уровня турбулентности в СВ. Здесь мы рассмотрим модулирующее воздействие дозвукового ветра за пределами стоячей ударной волны, следуя в основном выводам работы [Крымский, Кривошапкин, 2002]. Как показано в этой работе, КЛ выделяют в атмосфере Земли мощность около 2 ГВт. Модуляция понижает эту величину. В период минимальной СА следует предполагать, что сверхзвуковой СВ не содержит заметного турбулентного поля и не оказывает модулирующего действия. Однако дозвуковой ветер за фронтом стоячей ударной волны должен нести турбулентное поле и продолжать модулировать КЛ. Эту модуляцию можно вычислить, если предположить, что ударная волна имеет сферическую форму, а течение за фронтом несжимаемо. Коэффициент диффузии оценим, приняв для него боровское значение в турбулентном поле  $H_T$ , а само поле найдем, предполагая, что на его генерацию затрачивается треть энергии ветра. Тогда

$$H_T = \sqrt{3\pi\rho_\oplus} u_0 \frac{R_\oplus}{R},$$

где  $\rho_\oplus$  — плотность СВ на орбите Земли,  $R_\oplus$  — радиус орбиты,  $R$  — радиус ударной волны,  $u_0$  — скорость сверхзвукового ветра.

Решая уравнение переноса частиц в области за ударным фронтом, находим, что их интенсивность понижается вследствие модуляции на фактор  $\exp(-p_i/p)$ , где

$$p_i = \frac{3u_0^2}{4c^2} eR_\oplus \sqrt{3\pi\rho_\oplus}.$$

Подставляя сюда типичные значения  $u_0=4\cdot 10^7$  см/с,  $\rho_\oplus=8\cdot 1.7\cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>, находим  $p_i=2.4$  ГэВ/с. Этому значению соответствует 20-процентное снижение мощности, выделяемой КЛ. Возрастание интенсивности КЛ примерно такой же величины (по радионуклидным данным) наблюдалось в период Маундеровского минимума СА. Очевидно, тот же механизм ответствен и за возрастание в 23-м цикле СА.

## 16. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Описание гелиосферной модуляции КЛ с помощью минимизированной по числу параметров модели можно считать успешным. Модель гелиосферы содержит регулярное и турбулентное магнитные поля, соотношение между которыми пилообразно меняется с циклом СА.

2. В качестве возможного механизма генерации турбулентного магнитного поля рассмотрено взаимодействие областей быстрого и медленного СВ и образование ударных волн. Свойства модуляции КЛ как следствие такого механизма хорошо воспроизводят наблюдаемые 22-летние вариации.

3. Единственный меняющийся со временем параметр модели не зависит от энергии частиц, что свидетельствует о степенном спектре турбулентности с показателем, близким к минус единице.

4. Первоначальное предположение об электрической нейтральности гелиосферы оказалось неверным. Требуемый для согласования с наблюдениями нулевой потенциал в плоскости солнечного экватора может быть обеспечен, если лобовая точка обтекаемой межзвездным газом гелиосферы лежит вблизи указанной плоскости.

5. Аномальное возрастание КЛ в конце 23-го солнечного цикла имеет такую же природу, как и возрастания в прошлом во время Маундеровского минимума и других аналогичных циклов. Эти возрастания связаны с остаточной модуляцией, производимой дозвуковым СВ за фронтом стоячей ударной волны. В периоды аномалий указанная модуляция исчезает.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований №15-42-05085-р\_восток\_а, №15-42-05083-р\_восток\_а и Программы Президиума РАН № 23.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Гущина Р.Т., Обридо В.Н., Шелтинг Б.Д., Янке В.Г. Связь долговременной модуляции космических лучей с характеристиками глобального магнитного поля Солнца // Геомагнетизм и аэронавигация. 2002. Т. 42, № 6. С. 727–735.
- Белов А.В., Гущина Р.Т., Обридо В.Н., Шелтинг Б.Д., Янке В.Г. Моделирование модуляции космических лучей в 21–23 циклах солнечной активности // Изв. РАН. Серия физ. 2007. Т. 71, № 7. С. 1006–1008.
- Герасимова С.К., Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Гололобов П.Ю., Стародубцев С.А. Модификация базовой модели гелиосферной модуляции космических лучей // Изв. РАН. Серия физ. 2008. Т. 79, № 5. С. 667–669. DOI: 10.7868/S0367676515050221.
- Гущина Р.Т., Белов А.В., Обридо В.Н., Шелтинг Б.Д. Проявления циклических вариаций магнитного поля Солнца в долговременной модуляции // Геомагнетизм и аэронавигация. 2008. Т. 48, № 5. С. 571–577.
- Гущина Р.Т., Белов А.В., Ерошенка Е.А., Обридо В.Н., Паорис Е., Шелтинг Б.Д. Модуляция космических лучей на фазе роста солнечной активности 24-го цикла // Геомагнетизм и аэронавигация. 2014. Т. 54, № 4. С. 470–476. DOI: 10.7868/S0016794014040063.
- Крайнев М.Б., Калинин М.С. Аргументы в пользу влияния внешнего электрического поля гелиосферы на галактические космические лучи // Изв. РАН. серия физ. 2003. Т. 67, №10. С. 1439–1442.
- Крымский Г.Ф. Диффузионный механизм суточной вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэронавигация. 1964. Т. 4, № 6. С. 977–986.
- Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А. Космические лучи в прошлом // Геомагнетизм и аэронавигация. 2002. Т. 42, № 3. С. 321–324.

Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Мамрукова В.П., Герасимова С.К. Гелиосферная модуляция космических лучей высоких энергий. I. Базовая модель модуляции космических лучей с циклом солнечной активности // ЖЭТФ. 2007. Т. 131, № 2. С. 214–221.

Крымский Г.Ф., Кривошапкин П.А., Мамрукова В.П., Герасимова С.К. Поршневая ударная волна и эффект Форбуша // Письма в *Астрономический журнал*. 2009. Т. 35, № 10. С. 772–776.

Крымский Г.Ф., Гололобов П.Ю., Кривошапкин П.А., Герасимова С.К., Григорьев В.Г., Стародубцев С.А. Вариации интенсивности космических лучей в 11-летнем цикле солнечной активности: эксперимент и теория // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98, № 12. С. 867–870. DOI: 10.7868/S0370274X13240016.

Курт В.Г., Миронова Е.Н. Методы исследования локальной межзвездной среды // УФН. 2013. Т. 183, № 9. С. 963–672. DOI: 10.3367/UFN.0183.201309e.0963.

Belov A.V., Shelting B.D., Gushina R.T., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Yanke V.G. Global magnetic field of the Sun and long-term variations of galactic cosmic rays // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2001. V. 63. P. 1923–1929. DOI: 10.1016/S1364-6826(01)00073-6.

Belov A.V., Gushina R.T., Obridko V.N., Shelting B.D., Yanke V.G. The relation of the global magnetic solar field indices and the solar wind characteristics with the long-term variations of galactic cosmic rays // *Proceeding of the 29th ICRC. Pune.* 2005. V. 2. P. 235–238.

Bisoi S.K., Janardhan P., Ingale M., Subramanian P., Ananthakrishnan S., Tokumaru M., Fujiki K. A study of density modulation index in the inner heliospheric solar wind during solar cycle 23 // *Astrophys. J.* 2014. V. 795, P. 69–76. DOI: 10.1088/0004-637X/795/1/69.

Bravo S., Stewart G. The inclination of the heliomagnetic equator and the presence of an inclined relic field in the Sun // *Astrophys. J.* 1995. V. 446. P. 431–434. DOI 10.1086/175801.

Charakhch'yan A.N., Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Charakhch'yan T.N. Anomalous effect in the 11-year galactic cosmic ray modulation // *Proceeding of the 13th ICRC. Denver.* 1973. V. 2. P. 1159–1164.

Ferreira S.E.S., Potgieter M.S. Long-term cosmic-ray modulation in the heliosphere // *Astrophys. J.* 2004. V. 603. P. 744–752. DOI: 10.1086/381649.

Gerasimova S.K., Gololobov P.Yu., Grigoryev V.G., Krivoshapkin P.A., Krymsky G.F., Starodubtsev S.A. Heliospheric modulation of cosmic rays in the 23rd solar cycle and in previous cycles. // *Proceeding of the 32nd ICRC. Beijing.* 2011. V. 11. P. 180–183.

Hale G.E., Nicholson S.B.: The law of sun-spot polarity // *Astrophys. J.* 1925. V. 62. P. 270–300.

Jokipii J.R., Levy E.H. Electric field effects on galactic cosmic rays at the heliosphere boundary. *Proc. 16th Internat. Cosmic Ray Conf. Kyoto.* 1979. V. 3, P. 52–56.

Jokipii J.R., Kota J. Galactic and anomalous cosmic rays in the heliosphere // *Invited, rapporteur and highlight papers, 25th ICRC. Durban.* 1997. V. 8. P. 151–174.

Jokipii J.R., Thomas B. Effects of drift on the transport of cosmic rays. IV. Modulation by a wavy interplanetary current sheet // *Astrophys. J.* 1981. V. 243. P. 1115–1122. DOI: 10.1086/158675.

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.

Kota J., Jokipii J.R. Effects of drift on the transport of cosmic rays. VI. A three dimensional model including diffusion // *Astrophys. J.* 1983. V. 265. P. 573–581. DOI: 10.1086/160701.

Krajnev M.B. The solar corona expansion geometry and cosmic ray effects. IV. On the cosmic ray energy change due to the electric field. *Proc. 16th Internat. Cosmic Ray Conf. Kyoto.* 1979. V. 3. P. 236–241.

Krajev M.B., Bazilevskaya G.A., Gerasimova S.K., Krivoshapkin P.A., Krymsky G.F., Starodubtsev S.A., Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S. On the status of the sunspot and magnetic cycles in the galactic cosmic ray intensity // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013. V. 409. 012016. DOI: 10.1088/1742-6596/409/1/012016.

Laurenza M., Vecchio A., Storini M., Carbone V. Drift effects on the galactic cosmic ray modulation // *Astrophys. J.* 2014. V. 781. P. 71–82. DOI: 10.1088/0004-637X/781/2/71.

Levy E.H. Theory of solar magnetic cycle wave in diurnal-variation of energetic cosmic rays: Physical basis of anisotropy // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. P. 2082–2088. DOI: 10.1029/JA081i013p02082.

Lockwood M. Solar change and climate: an update in the light of the current exceptional solar minimum // *Proc. R. Soc.: A.* 2010, V. 466. P. 303–329. DOI: 10.1098/rspa.2009.0519.

Lockwood J.A., Webber W.R. The 11-year solar modulation of cosmic rays as deduced from neutron monitor variations and direct measurements at low energies // *J. Geophys. Res.* 1967. V. 72. P. 5977–5989. DOI: 10.1029/JZ072i023p05977.

Manuel R., Ferreira S.E.S., Potgieter M.S. Time-dependent modulation of cosmic rays in the heliosphere // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 2207–2231. DOI: 10.1007/s11207-013-0445-y.

Manuel R., Ferreira S.E.S., Potgieter M.S., Strauss R.D., Engelbrecht N.E. Time-dependent cosmic rays modulation // *Adv. Space Res.* 2011. V. 47. P. 1529–1537. DOI: 10.1016/j.asr.2010.12.007.

Moraal H. Cosmic-ray modulation equations // *Space Sci. Rev.* 2013. V. 176. P. 299–319. DOI: 10.1007/s11214-011-9819-3.

Pacini A.A., Usoskin I.G. An unusual pattern of cosmic-ray modulation during solar cycles 23 and 24 // *Solar Phys.* 2015. V. 290. P. 943–950. DOI: 10.1007/s11207-014-0645-0.

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.

Potgieter M.S., Burger R.A., Ferreira S.E.S. Modulation of cosmic rays in the heliosphere from solar minimum to maximum: a theoretical perspective // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 97. P. 295–307. DOI: 10.1023/A:1011837303094.

Starodubtsev S.A., Grigoryev V.G. Cosmic rays and solar wind turbulence: peculiarities of the 23rd solar cycle // *Geomagn. Aeron.* 2011. V. 51. P. 1004–1009. DOI: 10.1134/S001679321107022X.

Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Kvashnin A.N., Makhmutov V.S., Svirzhevskaya A.K. Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere // *Adv. Space Res.* 2009. V. 44. P. 1124–1137. DOI: 10.1016/j.asr.2008.10.038.

Thomas S.R., Owens M.J., Lockwood M. The 22-year Hale cycle in cosmic ray flux: evidence for direct heliospheric modulation // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 407–421. DOI: 10.1007/s11207-013-0341-5.

Wibberenz G., Cane H.V., Richardson I.G., von Rosenvinge T.T. The influence of tilt angle and magnetic field variations on cosmic ray modulation // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 97. P. 343–347. DOI: 10.1023/A:1011849605820.

Zhao L.-L., Qin G., Zhang M., Heber B. Modulation of galactic cosmic rays during the unusual solar minimum between cycles 23 and 24 // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 1493–1506. DOI: 10.1002/2013JA019550.

<http://heclab.ysn.ru>

## REFERENCES

- Belov A.V., Shelting B.D., Gushina R.T., Obridko V.N., Kharshiladze A.F., Yanke V.G. Global magnetic field of the Sun and long-term variations of galactic cosmic rays. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2001, vol. 63, pp. 1923–1929. DOI: 10.1016/S1364-6826(01)00073-6.
- Belov A.V., Gushina R.T., Obridko V.N., Shelting B.D., Yanke V.G. Connection of the long-term modulation of cosmic rays with the parameters of the global magnetic field of the Sun. *Geomagn. Aeron.* 2002, vol. 42, pp. 693–700.
- Belov A.V., Gushina R.T., Obridko V.N., Shelting B.D., Yanke V.G. The relation of the global magnetic solar field indices and the solar wind characteristics with the long-term variations of galactic cosmic rays. *Proceeding of the 29th ICRC. Pune.* 2005, vol. 2, pp. 235–238.
- Belov A.V., Gushina R.T., Obridko V.N., Shelting B.D., Yanke V.G. Simulation of the modulation of galactic cosmic rays during solar activity cycles 21–23. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2007, vol. 71, pp. 974–976. DOI: 10.3103/S1062873807070246.
- Bisoi S.K., Janardhan P., Ingale M., Subramanian P., Ananthakrishnan S., Tokumaru M., Fujiki K. A study of density modulation index in the inner heliospheric solar wind during solar cycle 23. *Astrophys. J.* 2014, vol. 795, pp. 69–76. DOI: 10.1088/0004-637X/795/1/69.
- Bravo S., Stewart G. The inclination of the heliomagnetic equator and the presence of an inclined relic field in the Sun. *Astrophys. J.* 1995, vol. 446, pp. 431–434. DOI 10.1086/175801.
- Charakhch'yan A.N., Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Charakhch'yan T.N. Anomalous effect in the 11-year galactic cosmic ray modulation. *Proceeding of the 13th ICRC. Denver.* 1973, vol. 2, pp. 1159–1164.
- Ferreira S.E.S., Potgieter M.S. Long-term cosmic-ray modulation in the heliosphere. *Astrophys. J.* 2004, vol. 603, pp. 744–752. DOI: 10.1086/381649.
- Gerasimova S.K., Gololobov P.Yu., Grigoryev V.G., Krivoshapkin P.A., Krymsky G.F., Starodubtsev S.A. Heliospheric modulation of cosmic rays in the 23rd solar cycle and in previous cycles. *Proceeding of the 32nd ICRC. Beijing.* 2011, vol. 11, pp. 180–183.
- Gerasimova S.K., Krymsky G.F., Krivoshapkin P.A., Gololobov P.Y., Starodubtsev S.A. A modified basic model of the heliospheric modulation of cosmic rays. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2015, vol. 79, pp. 613–615. DOI: 10.3103/S1062873815050214.
- Gushchina R.T., Belov A.V., Obridko V.N., Shelting B.D. Manifestations of cyclic variations in the solar magnetic field in long-term modulation of cosmic ray. *Geomagn. Aeron.* 2008, vol. 48, pp. 571–577. DOI: 10.1134/S0016793208050022.
- Gushchina R.T., Belov A.V., Eroshenko E.A., Obridko V.N., Paouris E., Shelting B.D. Cosmic ray modulation during the solar activity growth phase of cycle 24. *Geomag. Aeron.* 2014, vol. 54, pp. 430–436. DOI: 10.1134/S0016793214040057.
- Hale G.E., Nicholson S.B.: The law of sun-spot polarity. *Astrophys. J.* 1925, vol. 62, pp. 270–300.
- Jokipii J.R., Levy E.H. Electric field effects on galactic cosmic rays at the heliosphere boundary. *Proc. 16th Internat. Cosmic Ray Conf. Kyoto.* 1979, vol. 3, pp. 52–56.
- Jokipii J.R., Kota J. Galactic and anomalous cosmic rays in the heliosphere. In: *Invited, rapporteur and highlight papers, 25th ICRC. Durban.* 1997, vol. 8, pp. 151–174.
- Jokipii J.R., Thomas B. Effects of drift on the transport of cosmic rays. IV. Modulation by a wavy interplanetary current sheet. *Astrophys. J.* 1981, vol. 243, pp. 1115–1122. DOI: 10.1086/158675.
- 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.
- Kota J., Jokipii J.R. Effects of drift on the transport of cosmic rays. VI. A three dimensional model including diffusion. *Astrophys. J.* 1983, vol. 265, pp. 573–581. DOI: 10.1086/160701.
- Krajnev M.B. The solar corona expansion geometry and cosmic ray effects. IV. On the cosmic ray energy change due to the electric field. *Proc. 16th Internat. Cosmic Ray Conf. Kyoto.* 1979, vol. 3, pp. 236–241.
- Krajev M.B., Kalinin M.S. Arguments in support of influence of external electric field of heliosphere on galactic cosmic rays. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2003, vol. 67, pp. 1439–1442.
- Krajev M.B., Bazilevskaya G.A., Gerasimova S.K., Krivoshapkin P.A., Krymsky G.F., Starodubtsev S.A., Stozhkov Y.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, 012016. DOI: 10.1088/1742-6596/409/1/012016.
- Krymsky G.F. Diffusion mechanism of diurnal variation of galactic cosmic rays. *Geomagn. Aeron.* 1964, vol. 4, pp. 763–769.
- Krymsky G.F., Krivoshapkin P.A.: 2002, Cosmic rays in the past. *Geomagn. Aeron.* 2002, vol. 42, pp. 305–308.
- Krymsky G.F., Krivoshapkin P.A., Mamrukova V.P., Gerasimova S.K. Heliospheric modulation of high-energy cosmic ray. I. Basic model of cosmic-ray modulation with solar cycle. *J. Exp. Theor. Phys.* 2007, vol. 104, pp. 189–195. DOI: 10.1134/S1063776107020033.
- Krymsky G.F., Krivoshapkin P.A., Mamrukova V.P., Gerasimova S.K. Piston shock and Forbush effect. *Astronomy Letters.* 2009, vol. 35, pp. 696–700. DOI: 10.1134/S1063773709100065.
- Krymsky, G.F. Gololobov, P.Y. Krivoshapkin P.A., Gerasimova S.K., Grigoryev V.G., Starodubtsev, S.A. Variation of the cosmic ray intensity in an 11-yr solar activity cycle: Experiment and theory. *JETP Lett.* 2013, vol. 98, pp. 769–772. DOI: 10.1134/S0021364013250139.
- Kurt V.G., Mironova E.N. Methods of local interstellar medium investigation. *Phys. Usp.* 2013, vol. 56, pp. 910–918. DOI: 10.3367/UFNe.0183.201309e.0963.
- Laurenza M., Vecchio A., Storini M., Carbone V. Drift effects on the galactic cosmic ray modulation. *Astrophys. J.* 2014, vol. 781, pp. 71–82. DOI: 10.1088/0004-637X/781/2/71.
- Levy E.H. Theory of solar magnetic cycle wave in diurnal-variation of energetic cosmic rays: Physical basis of anisotropy. *J. Geophys. Res.* 1976, vol. 81, pp. 2082–2088. DOI: 10.1029/JA081i013p02082.
- Lockwood M. Solar change and climate: an update in the light of the current exceptional solar minimum. *Proc. R. Soc.: A.* 2010, vol. 466, pp. 303–329. DOI: 10.1098/rspa.2009.0519.
- Lockwood J.A., Webber W.R. The 11-year solar modulation of cosmic rays as deduced from neutron monitor variations and direct measurements at low energies. *J. Geophys. Res.* 1967, vol. 72, pp. 5977–5989. DOI: 10.1029/JZ072i023p05977.
- Manuel R., Ferreira S.E.S., Potgieter M.S. Time-dependent modulation of cosmic rays in the heliosphere. *Solar Phys.* 2014, vol. 289, pp. 2207–2231. DOI: 10.1007/s11207-013-0445-y.
- Manuel R., Ferreira S.E.S., Potgieter M.S., Strauss R.D., Engelbrecht N.E. Time-dependent cosmic rays modulation. *Adv. Space Res.* 2011, vol. 47, pp. 1529–1537. DOI: 10.1016/j.asr.2010.12.007.
- Moraal H. Cosmic-ray modulation equations. *Space Sci. Rev.* 2013, vol. 176, pp. 299–319. DOI: 10.1007/s11214-011-9819-3.
- Pacini A.A., Usoskin I.G. An unusual pattern of cosmic-ray modulation during solar cycles 23 and 24. *Solar Phys.* 2015, vol. 290, pp. 943–950. DOI: 10.1007/s11207-014-0645-0.

*С.К. Герасимова, П.Ю. Гололобов, В.Г. Григорьев,  
П.А. Кривошапкин, Г.Ф. Крымский, С.А. Стародубцев*

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.

Potgieter M.S., Burger R.A., Ferreira S.E.S. Modulation of cosmic rays in the heliosphere from solar minimum to maximum: a theoretical perspective. *Space Sci. Rev.* 2001, vol. 97, pp. 295–307. DOI: 10.1023/A:1011837303094.

Starodubtsev S.A., Grigoryev V.G. Cosmic rays and solar wind turbulence: peculiarities of the 23rd solar cycle. *Geomagn. Aeron.* 2011, vol. 51, pp. 1004–1009. DOI: 10.1134/S001679321107022X.

Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Kvashnin A.N., Makhmutov V.S., Svirzhevskaya A.K. Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere. *Adv. Space Res.* 2009, vol. 44, pp. 1124–1137. DOI: 10.1016/j.asr.2008.10.038.

*S.K. Gerasimova, P.Yu. Gololobov, V.G. Grigoryev,  
P.A. Krivoshapkin, G.F. Krymsky, S.A. Starodubtsev*

Thomas S.R., Owens M.J., Lockwood M. The 22-year Hale cycle in cosmic ray flux: evidence for direct heliospheric modulation. *Solar Phys.* 2014, vol. 289, pp. 407–421. DOI: 10.1007/s11207-013-0341-5.

Wibberenz G., Cane H.V., Richardson I.G., von Rosen-vinge T.T. The influence of tilt angle and magnetic field variations on cosmic ray modulation. *Space Sci. Rev.* 2001, vol. 97, pp. 343–347. DOI: 10.1023/A:1011849605820.

Zhao L.-L., Qin G., Zhang M., Heber B. Modulation of galactic cosmic rays during the unusual solar minimum between cycles 23 and 24. *J. Geophys. Res.* 2014, vol. 119, pp. 1493–1506. DOI: 10.1002/2013JA019550.

<http://heclab.ysn.ru>

*Цветные рисунки доступны в электронной версии статьи.*