ЖЭТФ, 2007, том 131, вып. 2, стр. 214–221

ГЕЛИОСФЕРНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ. I. БАЗОВАЯ МОДЕЛЬ МОДУЛЯЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЦИКЛОМ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Г. Ф. Крымский, П. А. Кривошапкин, В. П. Мамрукова, С. К. Герасимова[*]

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю. Г. Шафера
Сибирского отделения Российской академии наук
677980, Якутск, Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2006 г.

Построена максимально упрощенная теория модуляции интенсивности космических лучей высоких энергий в гелиосфере, в которой не используется никаких подгоночных параметров. Единственный параметр k, характеризующий степень регулярности межпланетного магнитного поля, меняется в модели определенным образом с фазой солнечного цикла. Использованные приближения приводят к решениям, выражающимся в элементарных функциях. Выявлена роль магнитного дрейфа частиц. Достигнуто количественное согласие с наблюдаемыми вариациями космических лучей.

PACS: 96.50.S-, 96.50.Xy, 96.60.Q-

1. ВВЕДЕНИЕ

Вариации интенсивности космических лучей (ИКЛ) с циклом солнечной активности — 11-летние вариации — наиболее выраженный эффект воздействия солнечного ветра, который был обнаружен в первый период наблюдений КЛ. По мере накопления данных было замечено, что картина этих вариаций периодически меняется — в четных и нечетных циклах солнечной активности КЛ ведут себя по-разному. Это свойство сразу же было отнесено к переполюсовкам солнечного магнитного поля, которые происходят в каждом солнечном цикле. Особенно ярко этот эффект проявил себя в 1970 г., когда вариации ИКЛ низких и высоких энергий обнаружили разное поведение и этот период совпал с переполюсовкой общего магнитного поля Солнца [1] (см. также [2]). С учетом этого обстоятельства стало принято говорить о 22-летних вариациях ИКЛ [3, 4]. Обзоры соответствующих работ приведены в [5, 6].

Механизм влияния полярности магнитного поля стал проясняться, когда были привлечены представления о магнитном дрейфе частиц КЛ [6]. Это было сделано с целью объяснить 22-летние изменения анизотропии КЛ. Теория магнитного дрейфа в вариациях ИКЛ была развита в работах Джокипи и соавторов [7–10]. Детальное изучение дрейфовых эффектов было предпринято в работе [11]. В работах [12–14] изучены многочисленные связи вариаций КЛ с изменяющимися в солнечном цикле параметрами солнечного ветра и магнитного поля.

Современная картина 22-летних вариаций базируется на представлениях о магнитном дрейфе. Однако она отягощена большим количеством деталей и подробностей. В результате не всегда ясно, какие именно черты обусловлены явлением дрейфа.

В предлагаемой работе ставится задача создать максимально упрощенную теорию 22-летних вариаций, по возможности избавленную от каких-либо подгоночных параметров и основанную на подходящих приближениях с целью избежать громоздких численных расчетов.

2. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА

Первым уравнением, описывающим перенос КЛ, было уравнение диффузии [15], следующим прибли-

[*]E-mail: s.k.gerasimova@ikfia.ysn.ru

жением стало уравнение «газовой атаки» [16], в котором учтена конвекция частиц, однако не учитывалось адиабатическое изменение их энергии. В работах [17, 18] это было сделано введением четвертой «оси», вдоль которой изменялась энергия и возникал поток частиц вследствие расширения солнечного ветра. Там же вводился тензор диффузии частиц, в котором находила отражение роль регулярной составляющей магнитного поля.

Если предполагать, что частицы подвергаются точечным изотропным рассеяниям в регулярном поле, то для этого тензора можно записать выражение (см., например, [19])

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

где

$$\kappa_{\|} = v^2\tau/3, \quad \kappa_\perp = \frac{\kappa_{\|}}{1+k^2}, \quad \kappa_H = \frac{\kappa_{\|} k}{1+k^2}, \quad k = \omega\tau,$$

$h_{\alpha,\beta,\gamma}$ — компоненты единичного вектора регулярного магнитного поля, $\delta_{\alpha\beta}$ — единичный тензор, $e_{\alpha\beta\gamma}$ — абсолютно антисимметричный единичный тензор, v — скорость частиц, τ — среднее время между рассеяниями, ω — 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 параметра k: он предполагается постоянным для всей гелиосферы и независящим от энергии частиц, хотя и меняется с циклом солнечной активности.

Антисимметричная часть тензора диффузии, порождаемая векторным произведением и описывающая так называемую холловскую диффузию с коэффициентом

$$\kappa_H = \frac{v^2\tau}{3}\,\frac{k}{1+k^2},$$

может быть выделена в отдельный член. Холловский коэффициент диффузии определим через импульс частиц p и напряженность магнитного поля H:

$$\kappa_H = \frac{v}{3}\,\frac{k^2}{k^2+1}\,\frac{pc}{eH}.$$

Член уравнения переноса, содержащий холловскую диффузию, преобразуем к символической векторной форме и используем свойство смешанного произведения векторов:

$$\operatorname{div}(\kappa_H[\operatorname{grad} f\mathbf{h}]) = \frac{v}{3}\,\frac{k^2}{k^2+1}\,\frac{pc}{e}\nabla\left[\nabla f \times \frac{\mathbf{H}}{H^2}\right] = -\mathbf{u}_{dr}\operatorname{grad} f,$$

где f — функция распределения частиц, зависящая от пространственных координат и импульсов частиц, а

$$\mathbf{u}_{dr} = \frac{v}{3}\,\frac{k^2}{k^2+1}\,\frac{pc}{e}\operatorname{rot}\frac{\mathbf{H}}{H^2}$$

имеет смысл дрейфовой скорости.

Уравнение переноса в дрейфовой форме содержит только симметричный тензор диффузии, который будем обозначать как $\tilde\kappa$:

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

Такая форма уравнения с выделенным дрейфовым членом, по-видимому, была впервые использована в работе [7].

Сделаем несколько замечаний о дрейфовой скорости $\mathbf{u}_{dr}$. Эта скорость отражает дрейф частиц в неоднородном магнитном поле. При наличии магнитных неоднородностей 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 межпланетное магнитное поле периодически испытывает переполюсовки.

Модуляция галактических КЛ может рассматриваться в линейном по скорости ветра приближении. Такой подход дает удовлетворительную точность при описании вариаций ИКЛ, наблюдаемых с помощью нейтронных мониторов и других детекторов, чувствительных к более высоким энергиям.

Проверка на простой модели показывает, что линейное приближение дает удовлетворительную точность, даже когда глубина модуляции достигает 20–30 %. Поэтому будем считать скорость ветра малым параметром. В соответствии с этим функцию распределения будем представлять как сумму варьируемой и неварьируемой частей. Неварьируемую часть обозначим как f_0, а для варьируемой части сохраним обычное обозначение f. Линеаризация уравнения переноса (1) по $\mathbf{u}$ в стационарном случае дает

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

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

3. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА В МЕЖПЛАНЕТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Общее магнитное поле Солнца, «вмороженное» в плазму солнечного ветра, выносится на большие расстояния как межпланетное поле. Так как 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. В системе отсчета, вращающейся вместе с Солнцем, скорость имеет азимутальную компоненту

$$u'_\varphi = -\omega_\odot r \sin\theta,$$

где θ — полярный угол, отсчитываемый от оси вращения к югу. Соответственно, магнитное поле имеет такое же соотношение компонент как и скорость, поскольку в этой системе отсчета плазма течет вдоль магнитного поля. Поэтому имеем

$$H_\varphi = -H_r \frac{\omega_\odot r \sin\theta}{u_0}.$$

В качестве масштаба длины r_0 удобно выбрать отношение $u_0/\ \omega_\odot$, тогда на расстоянии r_0 азимутальная компонента поля в экваториальной плоскости и радиальная компонента равны между собой и будут обозначаться как H_0. При скорости солнечного ветра u_0, равной 400 км/с, величина r_0 приблизительно равна 1 астр. ед. Таким образом, магнитное поле во всей области сверхзвукового ветра представляется выражениями

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

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

Здесь предполагается,что магнитный момент диполя и вращательный момент Солнца параллельны, в силу чего радиальная компонента поля положительна в северном полушарии ($\theta < \pi/2$) и отрицательна в южном. Каждые 11 лет в максимуме очередного цикла солнечной активности полярность магнитного поля меняется, поэтому 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 $r < (2–3)r_0$. Естественно, крупномасштабная картина модуляции будет определяться «дальней зоной», где поле чисто азимутальное.

Выражения для коэффициентов диффузии и скоростей дрейфа для дальней зоны представляются выражениями

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

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

Здесь импульс равен

$$p_1 = \frac{3}{2} \frac{k^2+1}{k^2} p_0, \quad p_0 = \frac{e H_0 r_0}{c}. \qquad (5)$$

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 солнечного ветра равной 400 км/с и напряженность магнитного поля на орбите Земли около $5 \cdot 10^{-5}$ Э. При таких параметрах $r_0 = R_e = 1.5 \cdot 10^{13}$ см, $H_0 = 3 \cdot 10^{-5}$ Э 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 20000 км/с, что почти на два порядка больше скорости солнечного ветра. 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.

Следовательно, уравнение переноса (2) в дальней зоне приобретает вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \kappa_\perp \frac{\partial f}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta \kappa_\perp \frac{\partial f}{\partial\theta}\right) - - u_r \frac{\partial f}{\partial r} - u_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial\theta} = \frac{b}{r},$$

где

$$b = 2(\gamma+2) u_0 f_0/3.$$

Подставим в уравнение выражения для коэффициентов переноса (3), (4), разделим уравнение на vp/p_1 и умножим на $r\sin\theta$, после чего оно приобретает простой вид

$$\frac{1}{2k}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^3\frac{\partial f}{\partial r}\right)+\frac{1}{2k}\frac{\partial^2 f}{\partial\theta^2}-r\frac{\partial f}{\partial r}\delta\left(\theta-\frac{\pi}{2}\right)-\\ -\frac{\partial f}{\partial\theta}\,\mathrm{sign}\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)=b_1\sin\theta, \quad (6)$$

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

Уравнение (6) можно привести к еще более удобному виду, если ввести гелиошироту $\psi=\pi/2-\theta$ и переменную $\lambda=-\ln(r/R)$, где R — радиус гелиосферы:

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

Здесь оператор Лапласа действует на переменные λ,ψ как на декартовы координаты.

4. ГЕЛИОПАУЗА

Сверхзвуковой ветер имеет динамическое давление, которое вследствие радиального расширения квадратично убывает с расстоянием. На орбите Земли типичные параметры ветра следующие: концентрация частиц $n_0=8$ частиц/см^3, скорость $u_0=400$ км/с. Так как основной состав ветра — протоны (масса $1.7\cdot10^{-24}$ г), типичное динамическое давление ветра составляет $\rho v^2=2\cdot10^{-8}$ дн/см^2.

Плотность энергии КЛ, а также других компонент межзвездной среды по порядку величины равна 1 эВ/см^3, что соответствует давлению порядка 10^{-12} дн/см^2. Следовательно, на расстоянии порядка 100 астр. ед. солнечный ветер должен претерпевать ударный переход и становиться дозвуковым. Приближенно можно считать, что модулирующее действие солнечного ветра на этом расстоянии прекращается. Указанная граница сверхзвукового ветра носит название гелиопаузы.

Модуляция ИКЛ в гелиосфере зависит от условий на гелиопаузе. Сегодня 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.

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

$$\Delta U=-\frac{uH_0r_0}{c}(\sin|\psi|+C).$$

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

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

На рис. 1 в виде полукруга представлен меридиональный разрез дальней зоны гелиосферы в период положительной полярности. Изображены векторы скорости солнечного ветра, магнитного и электрического полей. Указано распределение электрического потенциала, который достигает максимальной величины в плоскости гелиоэкватора и вблизи оси вращения Солнца. Числовое значение потенциала соответствует скорости солнечного ветра 400 км/с и напряженности магнитного поля на орбите Земли, равной $5\cdot10^{-5}$ Гс.

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

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

Так как $\mathbf{E}=-\nabla U$, а $v=\partial\varepsilon/\partial p$, общим интегралом этого уравнения является

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

Полагая функцию распределения за пределами области модуляции равной

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

получаем

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

Последнее приближенное равенство справедливо при $p\gg eU/c$. Следовательно, например, при энергии 10 ГэВ электростатическая модуляция составляет примерно $\pm5\,\%$ и должна учитываться в расчетах.

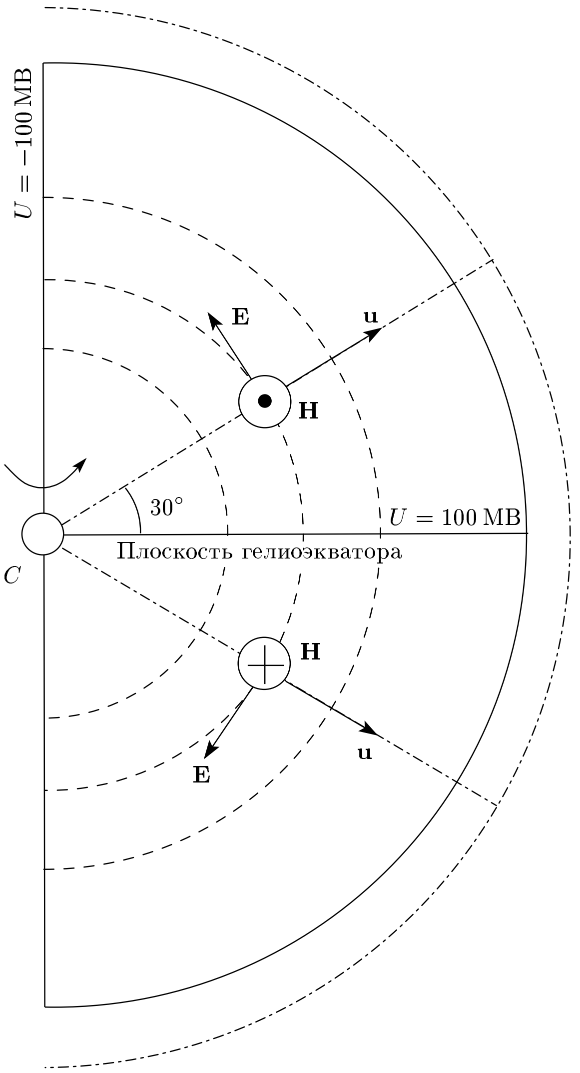

Рис. 1. Электромагнитное поле в дальней зоне гелиосферы. C — Солнце, $\mathbf{u}$ — скорость солнечного ветра, $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ — напряженности магнитного и электрического полей. Штрихи — силовые линии электрического поля. Штрих-пунктир линия — поверхность нулевого потенциала. $U = \pm 100$ МВ — потенциал в плоскости экватора и на оси вращения Солнца. Сплошная полуокружность — гелиопауза (граница гелиосферы)

5. КРАЕВЫЕ УСЛОВИЯ

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

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

Следовательно, опуская знак модуля ψ в области $0 \le \psi \le \pi/2$, получаем вместо (8) уравнение модуляции для дальней зоны

$$\frac{1}{2k}\Delta f - \frac{1}{k}\frac{\partial f}{\partial \lambda} + \frac{\partial f}{\partial \psi} = b_1 \cos\psi, \tag{9}$$

а при $\psi = 0$ имеем краевое условие

$$\frac{1}{k}\frac{\partial f}{\partial \psi} + \frac{\partial f}{\partial \lambda} = 0, \tag{10}$$

вытекающее из необходимости взаимного погашения сингулярных членов.

Краевое условие на гелиопаузе ($\lambda = 0$) определяется поведением электрического потенциала:

$$f = b_1 \frac{k^2}{k^2+1}\left(-\frac{1}{2} + \sin\psi\right). \tag{11}$$

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

В этом краевом условии амплитуда, зависящая от напряженности межпланетного магнитного поля, скорости солнечного ветра 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

$$f|_{\psi=\pi/2} = \frac{b_1}{2}\,\frac{k^2}{k^2+1}. \tag{12}$$

Таким образом, уравнение (9) и три краевых условия (10), (11) и (12) определяют поведение функции f в полосе $\lambda \ge 0$, $0 \le \psi \le \pi/2$. Изменение уравнения и краевых условий при переходе к отрицательно заряженной 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, то 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.

6. ПОЛОЖИТЕЛЬНО И ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННАЯ НИЗКОШИРОТНАЯ ГЕЛИОСФЕРА

При положительно заряженной гелиосфере, пренебрегая влиянием гелиопаузы, находим решение $f_g(\psi)$, не зависящее от λ. Оно находится двумя последовательными интегрированиями по ψ линейного уравнения (9), а постоянные интегрирования определяются из условий при $\psi = 0$ и $\psi = \pi/2$:

$$f_g(\psi) = \frac{2kb_1}{4k^2+1}(2k\sin\psi - \cos\psi - 2k) + \\ + \frac{2kb_1}{4k^2+1}\left(e^{-2k\psi} - e^{-k\pi}\right) + \frac{b_1}{2}\,\frac{k^2}{k^2+1}. \quad (13)$$

В плоскости экватора эта функция равна

$$f_g^+(0) = -\frac{4k^2 b_1}{4k^2+1} - \frac{2kb_1}{4k^2+1}e^{-k\pi} + \frac{b_1}{2}\,\frac{k^2}{k^2+1}. \quad (14)$$

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

$$f_g^-(0) = \frac{4k^2 b_1}{4k^2+1} - \frac{2kb_1}{4k^2+1}e^{k\pi} - \frac{b_1}{2}\,\frac{k^2}{k^2+1}. \quad (15)$$

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, то 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 у $\partial f/\partial\psi$)

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

с краевыми условиями

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

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

в этом случае имеет простое решение:

$$f = f_l = b_1\,\frac{k^2}{k^2+1}\left(\frac{1}{2} - |\psi| - \frac{\lambda}{k}\right). \quad (16)$$

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

7. 22-ЛЕТНИЙ ЦИКЛ

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

Модуляция ИКЛ в периоды положительной полярности описывается формулой (14), а для отрицательной должна быть использована формула (15).

При высоком уровне турбулентности (при $k^2 \ll 1$), необходимо учитывать оба канала поступления частиц: вдоль экваториальной плоскости (решение (16)) и с высоких широт (решения (14) и (15)). В общем случае с достаточной точностью их совместное действие можно описать формулой

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

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

Следующее предположение: k однозначно связано с фазой, а величина k отражает соотношение между напряженностями регулярного H_0 и турбулентного H_t полей:

$$k = H_0/H_t\,.$$

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

$$H_t = H_{obs}\,(\phi + 1/k_0).$$

Малая добавка $1/k_0$ определяет остаточный уровень турбулентности в минимуме солнечной активности. Наблюдаемое поле H_{obs}, 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,

$$H_{obs} = \sqrt{H_0^2 + H_t^2} = \text{const}.$$

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

В итоге параметр k зависит от фазы следующим образом:

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

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

Расчет модуляции КЛ проведем в нескольких вариантах, предполагая разный уровень остаточной турбулентности в период минимума и соответственно меняя верхний предел k_0.

В соответствии со сделанными предположениями напряженность поля H_0, входящая в выражения (5) и (7) для p_0, p_1 и b_1, становится зависящей от времени, поэтому постоянную b_1 надо умножать на дополнительный поправочный множитель

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

Результаты расчета модуляции для частиц с энергией 13 ГэВ, сделанного в рамках указанных упрощенных условий для значений k_0, равных 3, 5 и 10, представлены на рис. 2. Предполагалось, что Земля находится в плоскости солнечного экватора. Для удобства обозрения представлена картина модуляции за два последовательных 22-летних цикла. На этом же рисунке представлена интенсивность нейтронной компоненты КЛ. Эти данные взяты из работы [20]. Они были получены из наблюдений интенсивности КЛ на горе Клаймакс за почти 50-летний период.

Видно, что 11-летние циклы модуляции существенно отличаются один от другого. Циклы с переполюсовкой с «плюса» на «минус» (нечетные циклы

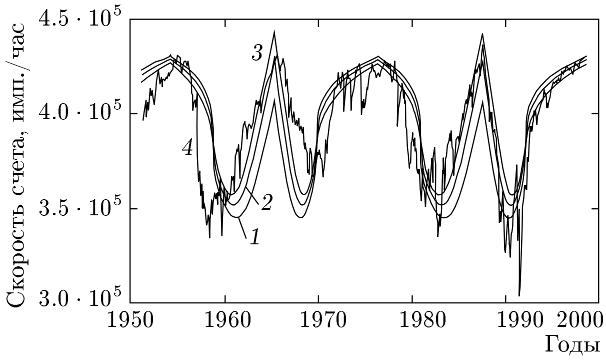

Рис. 2. 22-летняя вариация интенсивности КЛ. Кривые *1*, *2*, *3* — ожидаемая интенсивность для значений отношений напряженностей регулярного и турбулентного поля $k_0 = 3$, 5 и 10, соответственно. Кривая *4* — наблюдаемая интенсивность нейтронной компоненты КЛ на станции Клаймакс

солнечной активности) имеют более длительный период понижения интенсивности КЛ (широкий минимум), а последующее восстановление интенсивности более кратковременно (острый пик), чем в следующих за ними циклах.

Широкий минимум интенсивности обусловлен тем, что после переполюсовки 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 солнечной активности не слишком велик ($k_0 \gtrsim 10$), то максимальная интенсивность (вершина острого пика) больше, чем у КЛ в отсутствие модуляции. Это обусловлено действием электрического поля гелиосферы, как уже упоминалось. При большом уровне остаточной турбулентности ($k_0 \lesssim 3$) 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 $k_0 \gtrsim 5$.

8. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Полученные решения являются основой для количественного сопоставления экспериментальных данных с теоретическими представлениями о вариациях ИКЛ с циклом солнечной активности. Соответствующая теория, базирующаяся на тех же предположениях, может быть построена для анизотропии КЛ в той же области энергий. Простота теории позволяет считать ее базовой теорией модуляции ИКЛ, в которую должны вноситься модификации по мере накопления экспериментальных данных. Отталкиваясь от этого, можно уточнять представления о динамических процессах в гелиосфере.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16954-а), программ Президиума РАН № 6 и № 16, комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.10.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Чарахчьян, Г. А. Базилевская, А. К. Свиржевская и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **33**, 1258 (1973).
2. H. S. Ahluwalia, JGR **110**, A10106 (2005).
3. K. Nagashima, K. Fujimoto, and R. Tatsuoka, Planet. Space Sci. **39**, 1617 (1991).
4. M. Storini, Nuovo Cimento C **20**, 871 (1997).
5. L. I. Dorman, *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London (2005).
6. E. H. Levy, JGR **81**, 2082 (1976).
7. J. R. Jokipii, E. H. Levy, and W. B. Hubbard, Astrophys. J. **213**, 861 (1977).
8. J. R. Jokipii and B. Thomas, Astrophys. J. **243**, 1115 (1981).
9. J. Kota and J. R. Jokipii, Astrophys. J. **265**, 573 (1983).
10. J. Kota and J. R. Jokipii, Space Sci. Rev. **98**, 327 (2001).
11. M. S. Potgieter, R. A. Burger, and S. E. S. Ferreira, Space Sci. Rev. **97**, 295 (2001).
12. G. A. Bazilevskaya, M. B. Kraynev, Yu. I. Stozhkov et al., J. Geomag. Geoelectr. Suppl. **43**, 893 (1991).
13. A. V. Belov, R. T. Gushchina, and V. G. Yanke, in *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.* (1999), Vol. 7, p. 175.
14. H. S. Ahluwalia, Geophys. Res. Lett. **30**, 1133 (2003).
15. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Происхождение космических лучей*, Изд-во АН СССР, Москва (1963).
16. E. N. Parker, Phys. Rev. **110**, 1445 (1958).
17. Г. Ф. Крымский, Геомагнетизм и аэрономия **4**, 977 (1964).
18. E. N. Parker, Planet. Space Sci. **13**, 9 (1965).
19. Г. Ф. Крымский, А. И. Кузьмин, П. А. Кривошапкин и др., *Космические лучи и солнечный ветер*, Наука, Новосибирск (1981).
20. J. R. Jokipii and J. Kota, in *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.* (1997), Vol. 8, p. 151.