

УДК 524.1-52:524.6

СОЛНЕЧНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ ВБЛИЗИ МИНИМУМА АКТИВНОСТИ 2009 ГОДА

© 2019 г. М. С. Калинин¹, *, Г. А. Базилевская¹, М. Б. Крайнев¹, А. К. Свиржевская¹,
Н. С. Свиржевский¹, М. В. Филиппов¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: kalinin273@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

Принята к публикации 28.01.2019 г.

В работе представлена модель модуляции галактических космических лучей, удовлетворительно описывающая долгопериодические вариации интенсивности протонной и электронной компонент на фазе спада солнечной активности 23 цикла (2006–2009 гг.). Отличительной особенностью модели является описание временного хода энергетических спектров как электронов, так и протонов при одинаковых значениях фиксированных параметров модели. Модельные расчеты сопоставляются с измерительными данными по спектрам протонной и электронной компонент галактических космических лучей, полученными на спектрометре ПАМЕЛА.

DOI: 10.1134/S0367676519050156

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с успешной миссией космического аппарата со спектрометром ПАМЕЛА на борту появились надежные данные по электронам и протонам галактического происхождения (ГКЛ) [1, 2]. В связи с возросшим интересом к теоретическому описанию модуляции частиц с целью правильной физической интерпретации измерений и анализа временного хода интенсивности в циклах солнечной активности (СА).

Теоретическое описание временного хода интенсивности протонов и электронов на основе стационарного уравнения модуляции возможно только в окрестности минимумов СА, когда гелиосфера является слабо возмущенной. Проблема единообразного описания хода интенсивности в последовательных 11-летних циклах СА все еще остается нерешенной [3]. Ситуация с электронами ГКЛ еще более неопределенна. Данных по абсолютной интенсивности галактических электронов относительно мало; измерения относятся к разным приборам и могут быть приняты во внимание с определенной осторожностью. Кроме того, до настоящего времени проблемой солнечной модуляции галактических электронов является неопределенность в немодулированном межзвездном энергетическом спектре [4].

В данной работе представлена модель солнечной модуляции ГКЛ, неплохо описывающая их интенсивность в последовательных минимумах

солнечных циклов 21–23 в районе орбиты Земли, которая в несколько модифицированном виде удовлетворительно описывает также и спектры электронов вблизи минимума СА 2009 г.

МОДЕЛЬ ГЕЛИОСФЕРЫ

Все современные модели модуляции заряженной компоненты ГКЛ основаны на решении (как правило, численном) уравнения модуляции Крымского–Паркера [5, 6]. В качестве исходных данных для формирования коэффициентов уравнения берутся среднее значение напряженности межпланетного магнитного поля (ММП), его случайная составляющая (турбулентная составляющая), скорость солнечного ветра (СВ) и угол наклона гелиосферного токового слоя (ГТС) – гофрированной поверхности инверсии ММП по знаку. Все эти параметры модуляции задаются во всей гелиосфере как области решения уравнения в рамках определенной модели гелиосферы.

В данной задаче гелиосфера – сферическая область радиуса $r_m = 122$ а.е. (это расстояние приблизительно соответствует положению головной точки гелиопаузы). Солнечный ветер в среднем радиален и описывается во всей гелиосфере выражением, аналогичным приведенному в [7]:

$$V = V_0 f(\alpha(t), \theta),$$
$$f = 1.475 - 0.4 \operatorname{th}(6.8(\theta - \pi/2 + \alpha + 30\pi/360)), \quad (1)$$

где V_0 – скорость СВ на орбите Земли (в модели используются суточные значения из базы данных OMNI [http://omniweb.gsfc.nasa.gov/]), θ – полярный угол в гелиоцентрической сферической системе координат (ГСК) с осью OZ вдоль оси вращения Солнца, α – величина угла наклона ГТС по данным “классической” модели [http://wso.stanford.edu/].

На основании суточных значений модуля напряженности ММП и скорости СВ из базы данных OMNI формировались их среднemesячные значения, и в рамках паркеровской двухкомпонентной модели вычислялась радиальная компонента на $r = 1$ AU:

$$B_r(r = 1 \text{ AU}) = \frac{\sqrt{B^2 - B_\theta^2}}{\sqrt{1 + [\Omega(1 - r_0)/V]^2}}, \quad (2)$$

B_θ – компонента напряженности магнитного поля, $r_0 = 0.005$ AU – радиус внутренней границы гелиосферы, Ω – угловая скорость солнечного вращения. При этом величина напряженности модифицированного согласно работе [8] ММП определялась выражением $B_m = B_r(r = 1 \text{ AU}) \times \sqrt{1 + \delta^2 r^2 + [\Omega(r - r_0) \sin \theta / V]^2 / r^2}$, а $\delta^2 = 0.004$ – параметр усиления ММП в полярных областях гелиосферы.

Компонента K_{\parallel} тензора диффузии K_{ij} вдоль направления среднего магнитного поля B_m задавалась в модели в виде $K_{\parallel} = K_0(5/B_m)(\beta/\beta_0)K(R)$, где K_0 – численный множитель, величина которого зависит только от знака qA , $q = \pm 1$ – заряд частицы, $A = \pm 1$ – полярность ММП, β_0 – значе-

ние $\beta = v/c$ при жесткости частиц $R_0 = 1$ ГВ, v – скорость частицы, c – скорость света, $K(R)$ – описывает зависимость от жесткости. Диагональные компоненты тензора K , перпендикулярные B , были взяты в виде $K_{\perp r} = b_{\perp r} K_{\parallel}$, $K_{\perp \theta} = b_{\perp \theta} K_{\parallel}$ при фиксированных постоянных $b_{\perp r} = 0.01$, $b_{\perp \theta} = 0.1$. Зависимость K_{\parallel} от жесткости R частиц при $70 > R > 0.3$ ГВ определяется функцией $K(R) = (R/R_0)^{2-\mu}$, для частиц с жесткостью $R \leq 0.3$ ГВ $K(R)$ постоянна и равна $K(R) = 0.3$. Величина μ в показателе жесткостной зависимости является функцией гелиошироты и угла наклона ГТС. Эта зависимость определялась на основе расчетов спектров мощности $P = P_0 \omega^{-\mu}$, где P_0 – амплитуда, ω – угловая частота вдоль гелиополярной орбиты космического аппарата Улисс [http://omniweb.gsfc.nasa.gov].

Скорость дрейфа $\vec{V}_d = \frac{pV}{3q} \nabla \times (\eta \vec{B}_m / B_m^2)$ частиц в модифицированном ММП в модели отличается от стандартной наличием множителя $\eta = F - \sqrt{1 - F^2} \arcsin F$,

$$F = \begin{cases} 2 \arcsin(\text{ctg} \alpha \text{ ctg} \theta) / \pi, & \pi/2 - \alpha \leq \theta \leq \pi/2 + \alpha \\ \pm 1, & \theta < \pi/2 - \alpha, \theta > \pi/2 + \alpha. \end{cases} \quad (3)$$

Поскольку нас интересовали долгопериодические вариации энергетических спектров интенсивности, все измерительные данные, входящие в коэффициенты переноса уравнения модуляции, сглаживались с годовым периодом.

Немодулированный спектр протонов на внешней границе гелиосферы был взят в виде [8]

$$J_{p^+} = \begin{cases} 0.707 \exp\{4.64 - 0.08(\ln T)^2 - 2.91\sqrt{T}\}, & T < 1.4 \text{ ГэВ} \\ 0.685 \exp\{3.22 - 2.78 \ln T - 1.9/T\}, & T \geq 1.4 \text{ ГэВ}, \end{cases} \quad (4)$$

а немодулированный спектр электронов был взят из работы [9]:

$$J_{e^-} = 0.21 \left(\frac{T^{-1.35}}{\beta^2} \right) \left(\frac{T^{1.65} + 0.692}{1.692} \right)^{-1.1515} + J_{\text{bamp}}, \quad (5)$$

$$J_{\text{bamp}} = 1.73 \exp(4.19 - 5.4 \ln T - 8.9 \cdot T^{-0.64}).$$

Оба спектра (4, 5) даются в единицах [число частиц/(с · м² · стер · МэВ)].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Уравнение модуляции интенсивности заряженных частиц ГКЛ в современной форме имеет вид (см., например, [7]):

$$-\nabla \cdot (\vec{K} \cdot \nabla U) + (\vec{V} + \vec{V}_d) \cdot \nabla U - (\nabla \cdot \vec{V} / 3) (\partial U / \partial \ln p) = 0. \quad (6)$$

В стационарном случае $\partial U / \partial t = 0$ решением уравнения (6) является функция распределения частиц $U(\vec{r}, p)$ в пространственной точке \vec{r} , которая связана с интенсивностью $J(\vec{r}, T)$ ГКЛ соотношением $J(\vec{r}, T) = p^2 U(\vec{r}, p)$.

В стационарном уравнении выделены коэффициенты переноса: K – тензор диффузии, который в диагональном представлении характеризуется компонентами: K_{\parallel} – вдоль вектора B_m , $K_{\perp \theta}$ – вдоль направления e_θ , $\vec{K}_{\perp r}$ – вдоль \vec{e}_r в ГСК, определен-

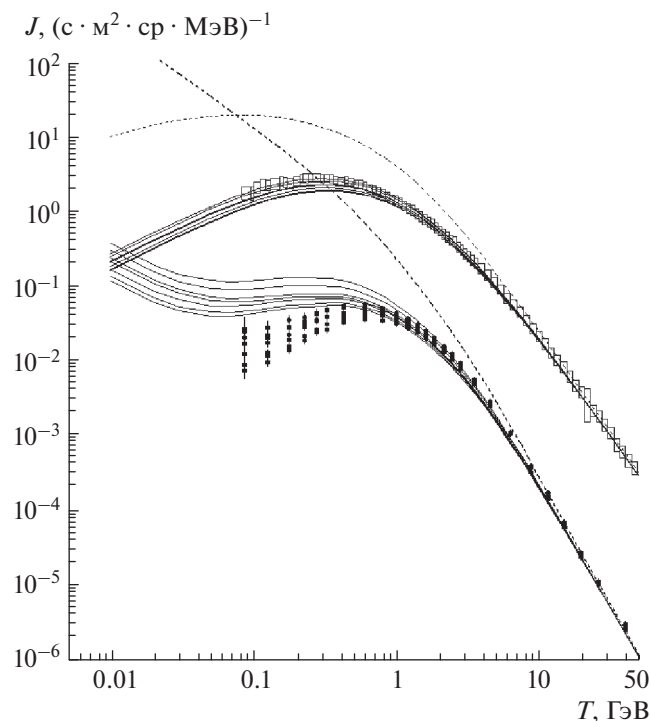


Рис. 1. Верхние сплошные кривые – расчетные спектры протонов за 2006.5–2009 гг. с полугодовым шагом, параметр $K_0 = 17, f_d = 1$, тонкая штриховая линия – немодулированный спектр протонов J_{p+} . Светлые прямоугольники – протонный спектр 2009 г. по данным работы [1]. Нижние сплошные кривые – расчетные спектры электронов при $K_0 = 8, f_d = 1$, за тот же период с полугодовым шагом. Заполненные значки – спектры электронов по данным измерений спектрометра ПАМЕЛА за 2006.5–2009 гг. с полугодовым шагом [2]. Толстая штриховая линия – немодулированный спектр электронов J_{e-} .

ные выше, \vec{V} – скорость СВ, представленная выражением (1), \vec{V}_d – скорость дрейфа частиц, имеющих импульс p , заданная выражением (3).

Определенные выше коэффициенты переноса уравнения модуляции при $\vec{K}_0 = 11$ для $qA = 1$ и $K_0 = 17$ при $qA = -1$ (в единицах $10^{21} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$) неплохо описывают интенсивность стратосферных измерений на ст. Апатиты (протоны, $T \geq 100$ МэВ) в минимумах солнечных циклов 21–23 [10]. Энергетические спектры протонов по измерениям спектрометра ПАМЕЛА за 2006–2009 гг. также хорошо описываются при этих значениях коэффициента K_0 . Однако электронные энергетические спектры по данным спектрометра ПАМЕЛА описать не удастся. Поскольку для электронов период 2006–2009 гг. соответствует $qA = 1$, то дальнейшее понижение K_0 от значения 11 до 8,

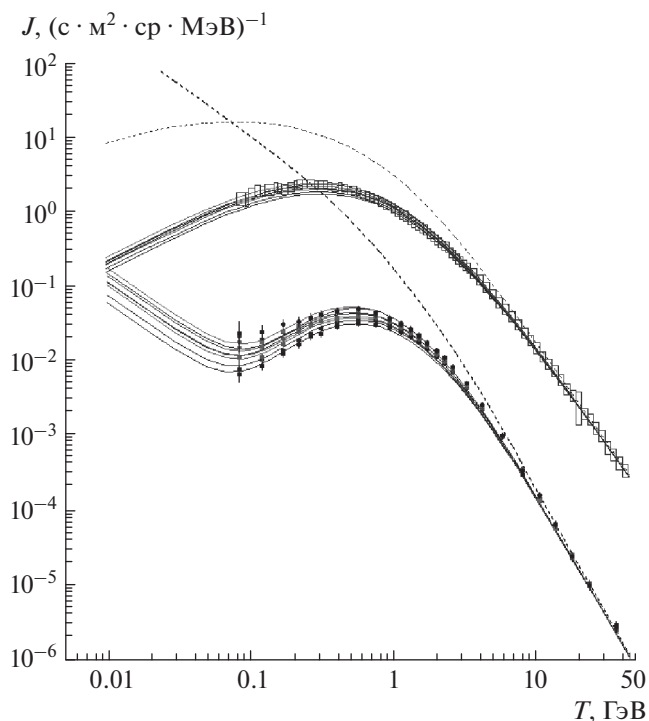


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но нижние сплошные кривые – спектры электронов; верхние сплошные кривые – спектры протонов рассчитаны при $K_0 = 11$ и $K_0 = 17$ соответственно; $f_d = 3R^2/(1 + 3R^2)$.

приводящее к сильному подавлению диффузии, не дает ожидаемого результата – расчетные спектральные кривые при энергиях меньше ≈ 500 МэВ значительно превосходят соответствующие измеренные спектры (рис. 1).

Причина этого связана с дрейфовым механизмом модуляции, который существенно повышает интенсивность при любом знаке qA . Поскольку действие дрейфового механизма модуляции одинаково для частиц одной и той же жесткости, то понижение скорости дрейфа \vec{V}_d для электронов при энергиях $T < 0.5$ ГэВ, в силу равенства $R_{e-}/R_{p+} \cong \sqrt{m_p/m_e}$, практически не окажет влияния на спектры протонов. Положив $\vec{V}_d \rightarrow \vec{V}_d \cdot f_d$, $f_d = (\omega_1 \tau)^2 / [1 + (\omega_1 \tau)^2] \approx kR^2 / (1 + kR^2)$, где ω_1 – гирочастота, τ – среднее время до столкновения, $k = 3$ – численный множитель [11], можно хорошо описать как протонные, так и электронные энергетические спектры при $K_0 = 11$ для электронов и $K_0 = 17$ для протонов (см. рис. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С физической точки зрения модуляция интенсивности электронов и протонов электромагнит-

ными полями Солнца вплоть до энергий ≈ 1 ГэВ идентична. Ниже этой энергии начинает сказываться разница в скоростях и жесткостях электронов и протонов для любой фиксированной энергии. При энергиях, меньших ≈ 100 МэВ, их энергетические спектры различаются не только количественно, но и качественно: электронный спектр становится растущим практически параллельно немодулированному спектру. В рамках дрейфовых моделей модуляции (при данной полярности ММП) этот факт можно интерпретировать взаимной компенсацией диффузии и дрейфов, повышающих интенсивность, механизмом конвекции и адиабатических потерь энергии частицами, понижающими ее. Рисунок 1 демонстрирует случай, когда два первых механизма в сумме превосходят действие двух других при балансе всех четырех механизмов. После существенного ослабления дрейфов, на рис. 2 снова показан случай баланса всех четырех механизмов модуляции в рамках уравнения модуляции, но при этом диффузия и дрейфы скомпенсированы конвекцией и адиабатическими потерями энергии.

Расчетная модель, в рамках которой проводилось описание энергетических спектров ГКЛ, требует определенной коррекции. Это, в первую очередь, касается описания электронных спектров при низких энергиях, приведенных на рис. 2. Зависимость показателя спектра мощности турбулентной составляющей ММП от гелиошироты в пределах секторной зоны гелиосферы, определяющая энергетическую зависимость компонент тензора диффузии, все еще остается недостаточной изученной.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 16-02-00100, 17-02-00584, 18-02-00582).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // *Astrophys. J.* 2013. V. 765. P. 91.
2. *Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al.* // *Astrophys. J.* 2015. V. 810. P. 142.
3. *Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б. и др.* // *Геомagn. и аэрон.* 2017. Т. 57. № 5. С. 592; *Kalinin M.S., Bazilevskaya G.A., Kraïnev M.B. et al.* // *Geomagn. Aeron.* 1964. V. 57. № 5. P. 549.
4. *Potgieter M.S., Nndanganeni R.R.* // *Astrophys. Space Sci.* 2013. V. 345. № 1. P. 33.
5. *Крымский Г.Ф.* // *Геомagn. и аэрон.* 1964. Т. 4. № 6. С. 977; *Krymsky G.F.* // *Geomagn. Aeron.* 1964. V. 4. P. 763.
6. *Parker E.N.* // *Planet. Space Sci.* 1965. V. 13. № 1. P. 9.
7. *Potgieter M.S., Vos E.E., Boezio M. et al.* // *Solar Phys.* 2014. V. 289. № 1. P. 391.
8. *Jokipii J.R., Kota J.* // *Geophys. Res. Lett.* 1989. V. 16. № 1. P. 1.
9. *Potgieter M.S., Vos E.E., Munini R. et al.* // *Astrophys. J.* 2015. V. 810. P. 141.
10. *Стожков Ю.И., Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А. и др.* Потоки космических лучей в максимуме кривой поглощения в атмосфере и на границе атмосферы (1957–2007). Препринт ФИАН. № 14. М.: Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН. 2007.
11. *Minnie J., Bieber J.W., Matthaeus W.H., Burger R.A.* // *Astrophys. J.* 2007. V. 670. P. 1149.