

УДК 523.9-72

Ю. И. Федоров, Б. А. Шахов, Ю. Л. Колесник

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680
e-mails: fedorov@mao.kiev.ua, shakhov@mao.kiev.ua, kolesnyk@mao.kiev.ua

Интенсивность галактических космических лучей в эпоху молодого Солнца

На основе решения уравнения переноса исследован процесс гелиосферной модуляции интенсивности галактических космических лучей. Проанализировано пространственно-энергетическое распределение космических лучей в настоящую эпоху и в прошлом. Показано, что в далеком прошлом значения концентрации и плотности энергии космических лучей в Солнечной системе были существенно меньше современных значений. Особенно сильно модуляция интенсивности космических лучей в ранней гелиосфере проявлялась для частиц низких энергий.

ІНТЕНСИВНІСТЬ ГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ В ЕПОХУ МОЛОДОГО СОНЦЯ, Федоров Ю. І., Шахов Б. О., Колесник Ю. Л. — На основі розв'язку рівняння переносу розглянуто процес геліосферної модуляції інтенсивності галактичних космічних променів. Проаналізовано просторово-енергетичний розподіл космічних променів у сучасну епоху і у минулому. Показано, що у далекому минулому значення концентрації та густини енергії космічних променів у Сонячній системі були суттєво меншими за сучасні значення. Особливо сильно модуляція інтенсивності космічних променів у ранній геліосфері виявлялась для частинок низьких енергій.

INTENSITY OF GALACTIC COSMIC RAYS IN THE EARLY SUN EPOCH, by Fedorov Yu. I., Shakhov B. A., Kolesnyk Yu. L. — The process of the heliospheric modulation of galactic cosmic ray intensity is investigated on the basis of transport equation solution. The spatial-energetic distributions of cosmic rays in the present epoch and in the past are analyzed. It is shown that the particle density and the cosmic ray energy density in the Solar

system were considerably reduced in the remote past. The cosmic ray intensity modulation in the early heliosphere appeared especially vigorous for the low energy particles.

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) являются источником ионизации планетных ионосфер и могут играть важную роль в процессе возникновения и эволюции жизни на Земле. Заряженные частицы высоких энергий влияют на функционирование органических соединений, приводят к радиационным клеточным повреждениям и мутациям, способствуют возникновению молний [11]. Исследования, посвященные анализу уровня радиации, вызываемой КЛ в настоящем и прошлом, вызывают большой интерес с точки зрения различных перспективных физических и биологических приложений.

Исследования молодых звезд, подобных Солнцу, показывают, что их физические характеристики существенным образом зависят от возраста [11, 17, 19, 28, 36]. Скорость вращения молодых звезд оказывается выше, магнитная активность сильнее, а рентгеновское излучение имеет большую мощность. Кроме того, скорость потери массы молодых активных звезд оказывается существенно больше [10, 29, 31, 37]. Таким образом, в отдаленном прошлом (порядка 10^9 — $3 \cdot 10^9$ лет назад) Солнце вращалось быстрее, напряженность его магнитного поля была больше, а поток массы солнечного ветра существенно превышал современное значение [10, 11, 19, 28, 31, 36].

Таким образом, в далеком прошлом размер гелиосферы был больше, а межпланетное магнитное поле характеризовалось большей напряженностью и иной топологией. Вследствие этого галактическим космическим лучам (ГКЛ) было труднее проникать внутрь Солнечной системы, а их интенсивность у Земли была существенно ниже современной [10, 11, 28, 30].

В настоящей работе исследован процесс модуляции интенсивности галактических КЛ в гелиосфере на основе приближенного решения уравнения переноса КЛ. Энергетический спектр КЛ в локальном межзвездном пространстве соответствует данным космического аппарата «Вояджер», а энергетическая зависимость транспортного пробега частиц в межпланетной среде согласована с экспериментальными данными, полученными на космических аппаратах и сети нейтронных мониторов. На основе полученного решения уравнения переноса КЛ проанализировано пространственно-энергетическое распределение ГКЛ в гелиосфере как в настоящее время, так и в прошлом. Показано, что концентрация КЛ и плотность энергии частиц в отдаленном прошлом (порядка 1—3 млрд лет назад) были существенно меньше значений, характерных для современности.

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА

Для расчета пространственно-энергетического распределения галактических космических лучей (КЛ) в гелиосфере используем хорошо известное уравнение переноса, которое описывает распространение заряженных частиц высокой энергии в межпланетных магнитных полях [2, 13, 21]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{N}{r} \right) - u \frac{N}{r} - \frac{2up}{3r} \frac{N}{p} = 0, \quad (1)$$

где

$$N(r, p) = d f(r, \mathbf{p}) \quad (2)$$

— концентрация частиц с данным значением импульса, $f(r, p)$ — функция распределения частиц. Интегрирование в соотношении (2) проводится по углам вектора скорости частицы. Скорость солнечного ветра u считаем радиальной и постоянной, а величина κ представляет собой коэффициент диффузии КЛ в межпланетных магнитных полях. Уравнение переноса КЛ записано в стационарном сферически симметричном случае, так что концентрация КЛ $N(r, p)$ зависит от единственной пространственной переменной — гелиоцентрического расстояния r .

Плотность потока частиц с данным значением импульса

$$\mathbf{J}(r, p) = d \mathbf{v} f(r, \mathbf{p}) \quad (3)$$

имеет вид [2, 13]

$$J(r, p) = \frac{N}{r} - \frac{up}{3} \frac{N}{p}. \quad (4)$$

Отметим, что для изотропного распределения частиц поток КЛ (3) равен нулю. Диффузионная составляющая потока частиц пропорциональна градиенту концентрации КЛ, а второе слагаемое в соотношении (4) описывает конвекционный поток КЛ, обусловленный взаимодействием быстрых заряженных частиц с электромагнитными полями солнечного ветра.

Введем безразмерные переменные согласно соотношениям

$$r / r_0, \quad (5)$$

$$p / (mc). \quad (6)$$

Величина r_0 равна гелиоцентрическому радиусу границы области модуляции ГКЛ. Таким образом, координата r представляет собой безразмерное гелиоцентрическое расстояние, которое измеряется от нуля до единицы. Переменная (6) определяет безразмерный импульс частицы (m — масса покоя частицы).

Запишем уравнение переноса КЛ (1) в безразмерных переменных:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left(\frac{N}{r} \right) - \frac{N}{r} - \frac{2}{3} \frac{N}{p} = 0, \quad (7)$$

где

$$(p) = \omega r_0 / (p) \quad (8)$$

— параметр модуляции КЛ.

Предположим, что на границе области модуляции, то есть при $r = r_0$, задан спектр КЛ $N_0(p)$, который описывает энергетическое распределение заряженных частиц высокой энергии вдали от Солнечной системы. Таким образом, необходимо получить решение уравнения переноса (7), которое удовлетворяет граничному условию, заданному на сфере радиуса $r = 1$. Отметим, что в приближении постоянного коэффициента диффузии КЛ для некоторых распределений галактических КЛ $N_0(p)$ удастся получить точные аналитические решения уравнений переноса [3, 5, 8, 12]. В данной работе будем учитывать то обстоятельство, что коэффициент диффузии КЛ увеличивается при возрастании импульса частицы. Таким образом, рассеяние частиц высокой энергии на магнитных неоднородностях будет менее интенсивным, а уменьшение их интенсивности в гелиосфере, относительно интенсивности КЛ в Галактике, будет менее значительным.

Безразмерная величина (p) (8) (параметр модуляции КЛ) характеризует глубину модуляции интенсивности галактических КЛ в гелиосферных магнитных полях. Так как коэффициент диффузии КЛ является возрастающей функцией энергии частицы, то параметр модуляции КЛ (8) уменьшается при увеличении безразмерного импульса p . Отметим, что в случае ультррелятивистских частиц рассеяние на неоднородностях межпланетного магнитного поля становится пренебрежимо малым, а параметр модуляции КЛ (8) — близким к нулю, уравнение переноса КЛ (7) сводится к уравнению диффузии. Таким образом, распределение КЛ ультррелятивистских энергий внутри гелиосферы однородно, а энергетическое распределение частиц совпадает со спектром КЛ в локальном межзвездном пространстве.

ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА

Заряженные частицы КЛ эффективно рассеиваются на неоднородностях космических магнитных полей. В результате их угловое распределение становится близким к изотропному [7, 27]. При решении уравнения переноса КЛ (7) используем известный приближенный метод, основанный на малости анизотропии углового распределения частиц [9, 13, 14, 20, 33]. Диффузионный поток галактических КЛ, который направлен внутрь Солнечной системы, приблизительно уравновешивается конвекционным потоком частиц, ориентированным от Солнца. Таким образом, в нулевом приближении по малому параметру, которым является анизотропия углового распределения КЛ, поток частиц с данным значением импульса

$$J(\theta, p) = u \frac{1}{3} \frac{N}{p} \quad (9)$$

оказывается равным нулю. Таким образом, получаем следующее уравнение для определения концентрации КЛ:

$$\frac{N}{d} - \frac{N}{3} = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) представляет собой уравнение в частных производных первого порядка, характеристическое уравнение которого имеет вид

$$\frac{d}{d} - \frac{N}{3}. \quad (11)$$

Предположим, что зависимость коэффициента диффузии КЛ от импульса частицы имеет степенной вид:

$$D(\rho) = D_0 \rho^{\alpha}, \quad (12)$$

где α — показатель степени, D_0 — коэффициент диффузии частиц с импульсом, равным mc . Заметим, что условие $p = mc$ ($\rho = 1$) соответствует значению кинетической энергии протона $E_k = 389$ МэВ. Выражению (12) для коэффициента диффузии КЛ соответствует следующая формула для параметра модуляции (8):

$$U(\rho) = U_0 \rho^{\beta}, \quad (13)$$

где

$$U_0 = \frac{ur_0}{D_0} \quad (14)$$

— параметр модуляции частиц, импульс которых равен mc .

Если известно энергетическое распределение частиц на границе области модуляции $N(\rho = 1, r) = N_0(\rho)$, то решение уравнений (10), (11) можно представить в виде

$$N(\rho, r) = N_0(\rho), \quad (15)$$

где

$$\frac{d}{d} - \frac{N}{3} = 0. \quad (16)$$

Таким образом, на основании приближенного метода решения уравнения переноса КЛ [13, 14] получаем выражение для концентрации КЛ (15), (16). Для вычисления концентрации КЛ внутри гелиосферы ($\rho < 1$) необходимо задать энергетический спектр частиц в локальном межзвездном пространстве $N_0(\rho)$. Используем следующую форму энергетического распределения галактических КЛ вне гелиосферы [5, 8, 12]:

$$N_0(\rho) = q_0 (1 - \rho^2)^{\alpha/2}, \quad (17)$$

где q_0 — постоянная величина, которая может быть выражена, например, через плотность энергии КЛ в локальной межзвездной среде.

Отметим, что подобная форма энергетического распределения галактических КЛ использовалась в ряде работ по распространению КЛ [16, 22, 26, 32]. Известно, что в области высоких энергий спектр галактических КЛ степенной, и $\alpha = 4.7$ [23, 27, 34]. Показатель степени можно найти из сравнения со спектром ГКЛ вне гелиосферы, который приведен в работе [18] ($\alpha = 1.34$). Отметим, что при приведенных значениях параметров α , спектр КЛ (17) согласуется с энергетическим распределением галактических КЛ, измеренным космическим аппаратом «Вояджер-1» после того, как он покинул пределы гелиосферы в августе 2012 г. [18, 23, 24, 34, 35].

Следуя методу, развитому в работе [9], построим приближение решения уравнения переноса КЛ. Запишем уравнение переноса КЛ (7) в следующем виде [12, 15]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 J - \frac{1}{p^2} \frac{d}{dp} p^2 J_p = 0, \quad (18)$$

где J — поток КЛ (4), а величина

$$J_p = \frac{up}{3} \frac{N}{r} \quad (19)$$

представляет собой поток частиц в пространстве абсолютных значений импульса. Проинтегрировав уравнение переноса КЛ (18) по пространственной переменной r , получим следующее соотношение для плотности потока частиц:

$$J = \frac{u}{3p^2 r^2} \int_0^r dr r^2 - \frac{2}{r p} p^3 N. \quad (20)$$

Интегрируя соотношение (20) по частям и переходя к безразмерным переменным, получим

$$J(\alpha, \beta) = \frac{u}{3} \int_0^{\beta} d\beta - \frac{2}{\alpha} \int_0^{\alpha} d\alpha - \frac{3}{\alpha} N(\alpha, \beta). \quad (21)$$

При вычислении потока частиц (21) используем приближенное соотношение для концентрации КЛ $N(\alpha, \beta)$ (15), (16) и выражение для немодулированного спектра галактических КЛ (17). В результате получим соотношение

$$J(\alpha, \beta) = u \left[1 - \frac{2}{3} \frac{1}{\alpha} \frac{1}{\beta^2} N_0(\alpha, \beta) - \frac{2}{\alpha} \int_0^{\beta} d\beta \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1}{\alpha} \frac{1}{\beta^2} N_0(\alpha, \beta) \right) \right], \quad (22)$$

где переменная α определена соотношением (16), а функция $N_0(\alpha, \beta)$ задана формулой (17).

Найдем следующее приближение решения уравнения переноса КЛ по малости анизотропии углового распределения частиц $N_1(\theta, \varphi)$. Приравняв выражение для потока КЛ (9) полученному соотношению (22), которое вычислено на основе приближенного соотношения для концентрации КЛ (15), (16), получим уравнение

$$\frac{N_1}{3} - \frac{(\theta)}{3} = \frac{N_1}{3} \quad (\theta, \varphi). \quad (23)$$

Правая часть данного уравнения определена соотношением

$$(\theta, \varphi) = \frac{(\theta)}{u} J(\theta, \varphi), \quad (24)$$

а поток КЛ $J(\theta, \varphi)$ удовлетворяет соотношению (22). Так как концентрация КЛ (15) удовлетворяет граничному условию $N(\theta=1, \varphi) = N_0(\theta)$, то величина N_1 должна быть равна нулю в точке $\theta = 1$. Решение уравнения (23), удовлетворяющее нулевому граничному условию на сфере радиуса $\theta = 1$, имеет вид [9]

$$N_1(\theta, \varphi) = d \int_1^\theta \frac{(\theta')}{3} d\theta'. \quad (25)$$

Таким образом, приближенное решение уравнения переноса КЛ (7) может быть записано в виде суммы

$$N(\theta, \varphi) = N_0(\theta) + N_1(\theta, \varphi), \quad (26)$$

где $N_0(\theta)$ — немодулированный спектр КЛ (17), переменная θ определена формулой (16), а величина N_1 представлена соотношением (25).

Для определения параметра θ_0 (14) воспользуемся данными об интенсивности галактических КЛ на орбите Земли, приведенными в работе [25]. При кинетической энергии протонов 500 МэВ отношение их интенсивности на орбите Земли к интенсивности КЛ за гелиопаузой равно 0.27 [25]. Такой глубине модуляции КЛ данной энергии соответствуют следующие значения параметров $\theta_0 = 1.6$, $\beta = 1$. Отметим, что при таком выборе параметров полученные значения интенсивности КЛ на орбите Земли хорошо согласуются с данными наблюдений в интервале энергий протонов от 100 МэВ до 100 ГэВ [25].

На рис. 1 представлена пространственная зависимость относительной концентрации КЛ от безразмерного гелиоцентрического расстояния. Концентрация частиц $N(\theta, \varphi)$ (26) нормирована на концентрацию КЛ на границе области модуляции $N_0(\theta)$ (17). Числа у кривых равны значениям кинетической энергии частиц. Параметр модуляции КЛ θ_0 определяется соотношением (13) при значениях параметров $\theta_0 = 1.6$, $\beta = 1$. Концентрация ГКЛ монотонно увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием. Видно, что чем выше энергия частиц, тем слабее гелиосферная модуляция интенсивности КЛ (рис. 1). Так, например, интенсивность КЛ с энергией 50 ГэВ на орбите Земли меньше

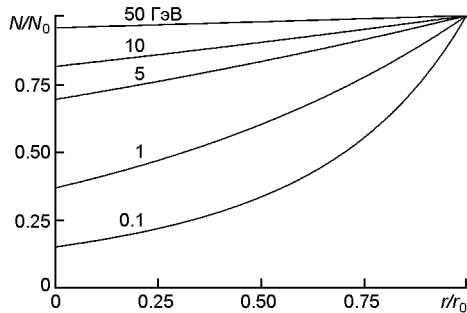


Рис. 1. Зависимость концентрации частиц данной энергии от гелиоцентрического расстояния

соответствующего значения в локальном межзвездном пространстве всего на 5 %. А для частиц, кинетическая энергия которых равна 100 МэВ, отношение концентрации КЛ у Земли к немодулированной концентрации КЛ равно 0.15.

Интенсивность КЛ $I(r, p)$ пропорциональна концентрации частиц и определяется соотношением [1]:

$$I(r, p) = \frac{1}{4} p^2 N(r, p). \quad (27)$$

Полученные соотношения для концентрации КЛ позволяют вычислить интенсивность ГКЛ на разных гелиоцентрических расстояниях. Зависимость интенсивности КЛ от кинетической энергии частиц представлена на рис. 2. Выбраны значения параметров $\rho_0 = 1.6$, $\beta = 1$. Числа у кривых соответствуют значению безразмерного гелиоцентрического расстояния r/r_0 . Верхняя кривая соответствует немодулированному спектру КЛ, а нижняя — энергетическому распределению частиц на орбите Земли. На рис. 2 приведена безразмерная величина $I/(q_0 p_0^2)$, пропорциональная интенсивности частиц. Предполагается, что границей области модуляции КЛ является гелиопауза, расположенная на гелиоцентрическом расстоянии $r_0 = 120$ а. е. Видно, что при высоких энергиях модуляция интенсивности КЛ становится слабой, а энергетические спектры КЛ внутри гелиосферы близки к спектру галактических КЛ в локальном межзвездном пространстве (рис. 2). В области низких энергий (20...100 МэВ) глубина модуляции становится существенной, а интенсивность КЛ внутри Солнечной системы оказывается значительно ослабленной (рис. 2). Например, интенсивность

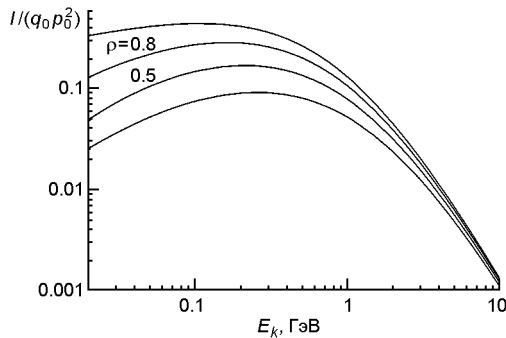


Рис. 2. Энергетическая зависимость интенсивности КЛ на различных гелиоцентрических расстояниях. Верхняя кривая — немодулированный спектр КЛ, нижняя — энергетическое распределение ГКЛ на орбите Земли

частиц с энергиями 100 МэВ оказывается почти на порядок величины меньше, чем на границе области модуляции. С уменьшением гелиоцентрического расстояния максимум спектра смещается в сторону высоких энергий. Так, например, энергетическое распределение ГКЛ на гелиопаузе имеет максимум в области энергий 110 МэВ, а на орбите Земли интенсивность максимальна при энергии 260 МэВ.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПРОШЛОМ

Перейдем к оценке интенсивности галактических КЛ в прошлом, когда структура гелиосферы определялась характеристиками раннего Солнца. Интенсивность КЛ зависит от размеров гелиосферы, скорости солнечного ветра, геометрии межпланетного магнитного поля и рассеивательных свойств межпланетной среды. Все эти характеристики ранней гелиосферы были совершенно иными 1...3 млрд лет тому назад [10, 18, 28, 29, 31, 36, 37].

Поток массы солнечного ветра в прошлом существенно отличался от современного уровня. Согласно наблюдательным данным поток массы звездных ветров молодых звезд солнечного типа уменьшается с их возрастом [11, 28, 29, 31, 36]. Вследствие большего давления солнечного ветра размер гелиосферы в прошлом был больше современного. Есть различные оценки размеров астросфер молодых звезд типа Солнца [10, 11, 36, 37]. В наших расчетах интенсивности КЛ в прошлом (порядка 10^9 ... $3 \cdot 10^9$ лет назад) мы использовали относительно небольшой размер области модуляции r_0 , который превышает современную величину всего на одну треть [11]. Так как в данную эпоху $r_0 = 120$ а. е., то будем полагать, что гелиопауза в прошлом имела радиус $r_0 = 160$ а. е. Отметим, что в этом случае параметр модуляции КЛ (8), который пропорционален характерному размеру гелиосферы r_0 , также увеличится на одну треть.

Скорость вращения Солнца с возрастом уменьшается, так что период его вращения 3 млрд лет назад был гораздо меньше [11, 17, 19, 30, 36, 37]. Известно, что скорость вращения звезды коррелирует с магнитной активностью, так что при старении звезды ее магнитное поле и поток электромагнитного излучения в рентгеновском диапазоне уменьшаются [11, 29, 30, 36, 37]. По оценке, приведенной в работе [11], напряженность среднего магнитного поля Солнца 1...2 млрд лет назад была в 1.2...1.4 раза больше. Если транспортный пробег пропорционален ларморову радиусу частицы [7, 11, 23], то в соответствующее число раз коэффициент диффузии КЛ в прошлом был меньше современного значения.

Таким образом, усиление магнитной активности Солнца приводит к увеличению параметра модуляции КЛ (8), и следовательно, уменьшению интенсивности ГКЛ в гелиосфере в прошлом.

Модуляция КЛ существенным образом зависит от геометрии крупномасштабного гелиосферного магнитного поля [7, 11, 23]. Силовые линии межпланетного магнитного поля имеют спиральную конфигурацию и хорошо описываются моделью, впервые предложенной Паркером [6]. Так как в прошлом скорость вращения Солнца была существенно выше, то спиральные силовые линии были сильнее закручены, а азимутальная составляющая магнитного поля в данной точке пространства была больше. Перенос частиц поперек среднего магнитного поля оказывается затрудненным, так что поперечный коэффициент диффузии КЛ в межпланетной среде примерно на два порядка величины меньше, чем коэффициент диффузии частиц вдоль магнитного поля [7, 11, 23, 27]. Быстрое вращение молодого Солнца обуславливает большую напряженность крупномасштабного магнитного поля и более плотную упаковку и большую кривизну магнитных силовых линий. Такая геометрия межпланетного магнитного поля более эффективно препятствует проникновению внутрь Солнечной системы релятивистских заряженных частиц галактического происхождения [11].

Напряженность крупномасштабного межпланетного магнитного поля в точке с гелиоцентрическими координатами r , дается соотношениями [6, 7]

$$H(r, \theta) = \frac{r_0^2}{r^2} H_{0r} \sqrt{1 - \frac{r}{u} \omega^2 \sin^2 \theta}, \quad (28)$$

где H_{0r} — радиальная составляющая магнитного поля у Солнца, r_0 — радиус Солнца, u — скорость солнечного ветра, ω — угловая скорость вращения Солнца. При скорости солнечного ветра $u = 4 \cdot 10^7$ см/с и угловой скорости вращения современного Солнца $\omega = 2.7 \cdot 10^{-6}$ с⁻¹, величина $r/u\omega^2$, которая входит в соотношение (28), на орбите Земли близка к единице. При увеличении скорости вращения звезды увеличиваются как магнитное поле H_{0r} у ее поверхности, так и последний множитель в формуле (28). Большие значения напряженности межпланетного поля (28) в прошлом приводят к соответственно меньшим значениям коэффициента диффузии КЛ, и следовательно, к увеличению параметра модуляции КЛ (8).

Оценим влияние изменения кривизны силовых линий крупномасштабного магнитного поля на перенос быстрых частиц в гелиосфере. Приведем компоненты единичного вектора $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$, соответствующие модели Паркера крупномасштабного межпланетного магнитного поля [6, 7]:

$$h_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r}{u} \omega^2 \sin^2 \theta}}, \quad h_\theta = \frac{r}{u} \omega \sin \theta, \quad h_\phi = 0. \quad (29)$$

Пусть θ — угол между магнитной силовой линией и радиальным направлением, тогда

$$\operatorname{tg} \frac{h}{h_r} = \frac{r}{u} \sin \theta. \quad (30)$$

Видно, что при увеличении частоты вращения угол увеличивается, а относительная величина азимутальной составляющей магнитного поля увеличивается.

Радиальный поток КЛ определен формулой (4), причем коэффициент диффузии имеет вид

$$D_{\parallel} \cos^2 \theta + D_{\perp} \sin^2 \theta, \quad (31)$$

где D_{\parallel} и D_{\perp} — соответственно параллельный и перпендикулярный коэффициенты диффузии КЛ. Известно, что в гелиосферных магнитных полях выполняется неравенство $D_{\perp} \ll D_{\parallel}$ [7, 11, 23, 27]. Представим величину D_{\parallel} в виде [11, 23]

$$D_{\parallel} = D_0 \beta, \quad (32)$$

где величина $\beta = 0.02 \dots 0.05$ в межпланетной среде [7, 11, 23], тогда радиальный коэффициент диффузии КЛ (31) приобретает вид

$$D_{\parallel} \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \theta}{1 - \operatorname{tg}^2 \theta}. \quad (33)$$

Радиальный коэффициент диффузии КЛ (33) зависит от гелиоцентрических координат r , θ . Усредним величину D_{\parallel} по полярному углу:

$$\langle D_{\parallel} \rangle = \frac{1}{2} D_0 \beta \int_0^{\pi} \sin^2 \theta d\theta = \frac{1}{2} D_0 \beta \int_0^{\pi} \frac{1 - (r/u)^2 \sin^2 \theta}{1 + (r/u)^2 \sin^2 \theta} d\theta. \quad (34)$$

Оценки среднего коэффициента диффузии КЛ (34) показывают, что при значениях $\beta = 0.02$ и $r = 1$ а. е. при увеличении угловой скорости вращения Солнца в три раза коэффициент диффузии КЛ (34) также увеличивается в три раза. На расстоянии десять астрономических единиц от Солнца и при тех же значениях параметров коэффициент диффузии КЛ увеличивается в два раза относительно современного значения. Таким образом, вследствие более быстрого вращения Солнца в прошлом коэффициент диффузии КЛ порядка миллиарда лет назад был, вероятно, существенно меньше современного.

Следовательно, для ранней гелиосферы характерен большой поток массы солнечного ветра, большая величина напряженности магнитного поля в солнечной короне и вне ее, другая геометрия крупномасштабного гелиосферного магнитного поля, обусловленная быстрым вращением Солнца. Все эти факторы приводят к увеличению параметра модуляции КЛ (8), и вследствие этого — к уменьшению интенсивности ГКЛ в гелиосфере.

По-видимому, наибольшее влияние на изменение параметра модуляции КЛ (8) с течением времени оказывает коэффициент диффузии КЛ. Напряженность межпланетного магнитного поля в прошлом была выше и изменялась со временем пропорционально $t^{0.6}$ [11,

30]. Следовательно, три миллиарда лет назад напряженность гелиосферного магнитного поля была примерно в два раза больше, а ларморов радиус частицы — в два раза меньше. Если транспортный пробег частицы пропорционален ларморову радиусу, то и коэффициент диффузии КЛ в направлении среднего магнитного поля три миллиарда лет назад был примерно в два раза меньше. Используя соотношения и графики, приведенные в работе [17], можно оценить период вращения Солнца в прошлом. Оказывается, что три миллиарда лет назад скорость вращения Солнца была примерно в два раза выше [17]. Таким образом, спиральные силовые линии межпланетного магнитного поля в далеком прошлом были существенно более закручены, а эффективный коэффициент диффузии КЛ — существенно меньше. Если учесть значение напряженности межпланетного магнитного поля и изменение формы магнитных силовых линий, то три миллиарда лет назад величина коэффициента диффузии КЛ была приблизительно в четыре раза меньше современного значения. Принимая во внимание увеличение размера гелиосферы на 30 %, приходим к выводу, что параметр модуляции КЛ (8) три миллиарда лет назад превышал современное значение примерно в пять раз.

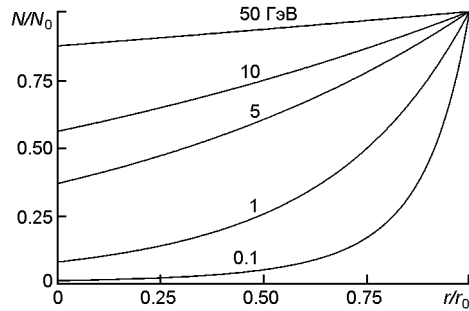
Допустим, что параметр модуляции КЛ изменяется со временем согласно соотношению

$$(t) = \varphi_0 \exp(-t/T_0),$$

где φ_0 — параметр модуляции КЛ в настоящую эпоху, t — интервал времени, прошедшего до настоящего момента. Учитывая, что при $t = 3 \cdot 10^9$ лет $\varphi = 5 \varphi_0$, получим $T_0 = 1.86 \cdot 10^9$ лет. Согласно данной оценке 1.3 млрд лет назад параметр модуляции КЛ был примерно в два раза больше современного, 2 млрд лет назад он превышал современное значение в три раза, а 3 млрд лет назад был приблизительно в пять раз больше.

Предположим, что энергетический спектр космических лучей в локальном межзвездном пространстве в прошлом определялся приведенным соотношением (17), а гелиопауза располагалась на гелиоцентрическом расстоянии 160 а. е., которое превышает современное значение на одну треть. На рис. 3 приведена зависимость относительной концентрации КЛ от гелиоцентрического расстояния при следующих значениях параметров: $\varphi_0 = 4.8$, $\beta = 1$. Отметим, что по сравнению с рис. 1 параметр модуляции выбран в три раза большим (приблизительно 2 млрд лет назад). Числа у кривых соответствуют значениям кинетической энергии протонов. Видно, что концентрация ГКЛ данной энергии монотонно увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием (рис. 3). Однако в данном случае имеет место значительно более существенное уменьшение концентрации галактических КЛ внутри гелиосферы (рис. 1 и 3). Например, при значении $\varphi_0 = 3.2$ (1.3 млрд лет назад) интенсивность частиц с энергиями 100 МэВ меньше соответствующего значения интенсивности при значении параметра $\varphi_0 = 1.6$

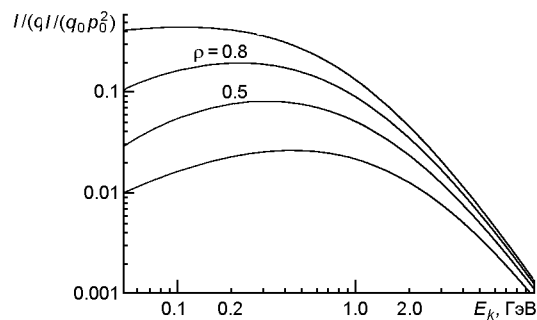
Рис. 3. Зависимость концентрации КЛ от гелиоцентрического расстояния. Параметр модуляции КЛ $\rho_0 = 4.8$. Числа у кривых — значения энергии частиц



(настоящая эпоха) в 4.1 раза. Для кинетической энергии частиц $E_k = 1$ ГэВ отношение этих величин равно 2.2. Еще существеннее становятся данные отличия для того периода времени в прошлом, когда параметр модуляции КЛ был в три раза большим современного ($\rho_0 = 4.8$). Тогда отношение интенсивности протонов с энергией 100 МэВ на орбите Земли в нашу эпоху к их интенсивности в прошлом равно 12.9. При энергии КЛ 1 ГэВ концентрация ГКЛ на орбите Земли в 4.6 раза превышает соответствующее значение в прошлом. Чем дальше в прошлое, тем большее значение приобретает параметр модуляции КЛ и тем меньше становится величина интенсивности ГКЛ внутри Солнечной системы.

Зависимость интенсивности КЛ от кинетической энергии частиц приведена на рис. 4. Предполагается, что гелиопауза расположена на расстоянии $r_0 = 160$ а. е., а значения параметров равны $\rho_0 = 3.2$, $\rho = 1$. Числа у кривых равны безразмерной координате r/r_0 , верхняя кривая описывает немодулированный спектр КЛ, а нижняя кривая — энергетическое распределение частиц на орбите Земли. Значение параметра модуляции КЛ $\rho_0 = 3.2$ в два раза превышает величину параметра модуляции КЛ в нашу эпоху. Заметим, что чем более раннюю эпоху в истории гелиосферы мы рассматриваем, тем большее значение приобретает параметр модуляции КЛ (8). Видно, что при том же заданном спектре КЛ в локальном межзвездном пространстве спектры КЛ внутри гелиосферы в настоящую эпоху (рис. 2) и в прошлом (приблизительно 1.3 млрд лет тому назад) (рис. 4) оказываются существенно различными. Особенно данное различие заметно в области низких энергий КЛ. Эти частицы подвержены более интенсивному рас-

Рис. 4. Энергетические спектры ГКЛ на различных расстояниях r/r_0 (числа у кривых) от Солнца. Параметр модуляции КЛ $\rho_0 = 3.2$. Верхняя кривая — немодулированный спектр КЛ, нижняя — спектр ГКЛ на орбите Земли



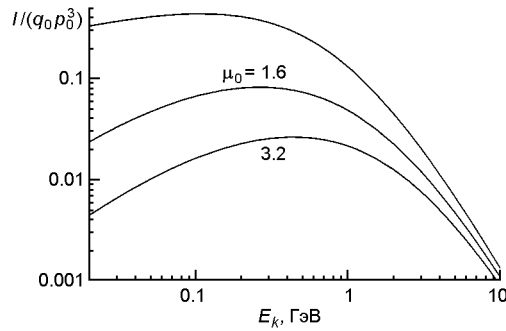


Рис. 5. Энергетические спектры КЛ на орбите Земли при различных значениях параметра модуляции μ_0 . Верхняя кривая соответствует энергетическому распределению КЛ в локальной межзвездной среде

сеянию в межпланетной среде и вследствие этого испытывают более значительную гелиосферную модуляцию. Отметим также смещение максимума энергетического распределения галактических КЛ в сторону высоких энергий при уменьшении гелиоцентрического расстояния (рис. 4).

На рис. 5 приведена зависимость интенсивности КЛ от кинетической энергии частиц в настоящую эпоху и в прошлом. Верхняя кривая соответствует немодулированному спектру галактических КЛ. Следующая кривая представляет энергетическое распределение КЛ на орбите Земли в настоящую эпоху (значение параметра модуляции $\mu_0 = 1.6$). Нижняя кривая соответствует значению $\mu_0 = 3.2$ и описывает энергетический спектр КЛ на гелиоцентрическом расстоянии $r = 1$ а. е. в прошлом (приблизительно 1.3 млрд лет тому назад). Видно, что энергетическое распределение частиц в прошлом было обеднено частицами низких энергий, а его максимальное значение соответствовало более высоким энергиям частиц (рис. 5).

Рассмотрим пространственную зависимость концентрации частиц всех энергий

$$n(r) = \int_0^{\infty} dp p^2 N(r, p). \quad (35)$$

На рис. 6 представлена зависимость концентрации КЛ (35) от безразмерного гелиоцентрического расстояния r/r_0 при различных значениях параметра модуляции КЛ μ_0 . Концентрация $n(r)$ нормирована на значение концентрации частиц $n(1)$ на гелиопаузе. Значения параметра модуляции μ_0 приведены у соответствующих кривых. В

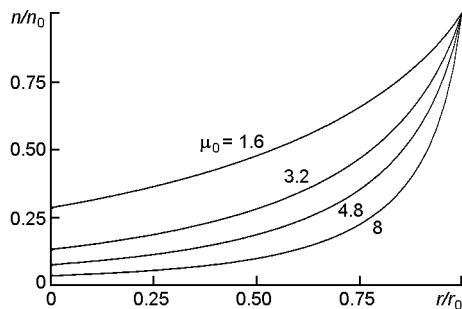


Рис. 6. Зависимость концентрации КЛ (35) от гелиоцентрического расстояния при различных значениях параметра модуляции

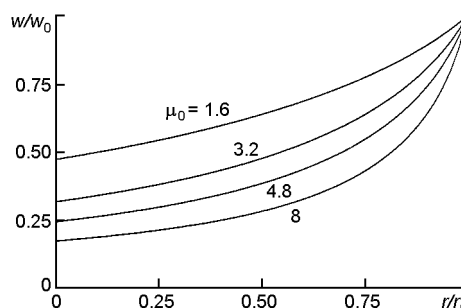
настоящую эпоху ($\mu_0 = 1.6$) концентрация галактических КЛ на орбите Земли составляет 29 % от концентрации КЛ в Галактике. Если параметр модуляции КЛ в прошлом был в пять раз больше современного (примерно 3 млрд лет тому назад), то значение концентрации КЛ на орбите Земли составляло всего 3 % галактического значения (рис. 6).

Плотность энергии КЛ имеет вид

$$w(r) = \int_0^r dp p^2 EN(r, p), \quad (36)$$

где E — энергия частицы. Полученные соотношения для концентрации КЛ позволяют вычислить плотность энергии частиц на данном гелиоцентрическом расстоянии. Например, на орбите Земли в настоящую эпоху получаем значение $w = 0.47w_0$, где w_0 — плотность энергии КЛ в локальном межзвездном пространстве. Если средняя плотность энергии КЛ в Галактике составляет величину порядка 1 эВ/см^3 [1, 4, 27], то на расстоянии одной астрономической единицы от Солнца получим $w = 0.47 \text{ эВ/см}^3$. Пространственная зависимость плотности энергии КЛ (36) представлена на рис. 7. Числа у кривых равны значениям параметра μ_0 , а значение плотности энергии КЛ нормировано на соответствующее значение на границе объема модуляции. Нижняя кривая на рис. 7 соответствует значению параметра модуляции КЛ $\mu_0 = 8$, эта величина превышает современное значение μ_0 в пять раз. Оказывается, что при этой величине параметра модуляции

Рис. 7. Зависимость плотности энергии ГКЛ от гелиоцентрического расстояния



КЛ плотность энергии КЛ на орбите Земли составляет $w = 0.17 \text{ эВ/см}^3$, которая в шесть раз меньше плотности энергии КЛ в Галактике. Плотность энергии КЛ на орбите Земли в прошлом (в эпоху, соответствующую значению $\mu_0 = 8$, т. е. примерно 3 млрд лет назад) оказывается в 2.7 раза меньше современного значения (рис. 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно литературным данным поток массы солнечного ветра в прошлом был существенно больше, скорость вращения Солнца выше, а магнитная активность молодого Солнца выше, чем в современную эпоху [11, 19, 29, 30, 36, 37]. Данные обстоятельства обуславливали

большой размер области модуляции КЛ и более интенсивное рассеяние заряженных частиц высокой энергии в магнитных полях гелиосферы в прошедшие эпохи. Около трех миллиардов лет назад концентрация галактических КЛ у Земли была на порядок величины, а плотность энергии КЛ в несколько раз меньше современных значений. Особенно сильно была ослаблена интенсивность частиц низких энергий (порядка 100 МэВ и ниже). Таким образом, приходим к выводу, что более молодой гелиосфере соответствовала более низкая интенсивность ГКЛ.

Следует заметить, что интенсивность ГКЛ внутри Солнечной системы испытывает вариации различных периодов, которые обусловлены неоднородностью концентрации КЛ в различных областях Галактики, наличием в межзвездной среде молекулярных облаков и локальных «пузырей». В таких локальных «пузырях», в одном из которых находится гелиосфера в настоящую эпоху, давление межзвездного газа меньше среднего галактического [11]. Это обстоятельство влияет на размер гелиосферы и, таким образом, — на интенсивность КЛ в Солнечной системе. При прохождении Солнечной системой галактических рукавов, в которых давление межзвездного газа повышенное, также уменьшаются характерные размеры гелиосферы и вследствие этого увеличивается интенсивность КЛ. Кроме того, интенсивность галактических КЛ внутри спиральных рукавов плотности, вероятно, выше, чем в областях Галактики, расположенных между рукавами. Данные обстоятельства вызывают изменение фона галактических КЛ в Солнечной системе с периодами от десятков до сотен миллионов лет [11].

Работа выполнена в рамках проекта «Роль нормальных и экстремальных гелио-геофизических процессов в эволюции биосферы» — Грант НАНУ № 36-02-14.

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л., Догель В. А., Птускин В. С. Астрофизика космических лучей. — М.: Наука, 1984.—380 с.
2. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. Многократное рассеяние частиц в магнитном поле со случайными неоднородностями // Журн. эксперим. и теор. физ.—1966.—51, вып. 6.—С. 1771—1783.
3. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. О диффузии космических лучей в межпланетной среде // Геомагнетизм и аэрномия.—1967.—7, № 6.—С. 967—973.
4. Дорман Л. И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. — М.: Наука, 1975.—464 с.
5. Колесник Ю. Л., Шахов Б. А. Влияние гелиопаузы и стоячей ударной волны на распространение галактических космических лучей в стационарной модели гелиосферы // Кинематика и физика небес. тел.—2012.—28, № 6.—С. 3—16.
6. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде. — М.: Мир, 1965.—362 с.
7. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.—302 с.

8. Федоров Ю. И. Модуляция интенсивности галактических космических лучей в турбулентной гелиосфере // Кинематика и физика небес. тел.—2015.—**31**, № 3.—С. 3—22.
9. Шахов Б. А., Колесник Ю. Л. Итерационный метод решения краевых задач теории распространения космических лучей // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—**22**, № 2.—С. 100—108.
10. Cleeves L. I., Adams F. C., Bergin E. A. Exclusion of cosmic rays in protoplanetary discs: Stellar and magnetic effects // *Astrophys. J.*—2013.—**772**, N 1.—id. 5 (20 p).
11. Cohen O., Drake J. J., Kota J. The cosmic ray intensity near the archean Earth // *Astrophys. J.*—2012.—**760**.—P. 85.
12. Dorman L. I., Katz M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A. Variation of cosmic-ray energy in interplanetary space // *Astrophys. and Space Sci.*—1983.—**94**.—P. 43—95.
13. Gleeson L. J., Axford W. I. Solar modulation of galactic cosmic rays // *Astrophys. J.*—1968.—**154**.—P. 1011—1026.
14. Gleeson L. J., Urch I. H. A study of the force-field equation for the propagation of galactic cosmic rays // *Astrophys. and Space Sci.*—1973.—**25**.—P. 387—404.
15. Gleeson L. J., Webb G. M. Energy changes of cosmic rays in the interplanetary region // *Astrophys. and Space Sci.*—1978.—**58**.—P. 21.
16. Goldstein M. L., Ramaty R., Fisk L. A. Interstellar cosmic ray spectra from the non-thermal radio background from 0.4 to 400 MHz // *Phys. Rev. Lett.*—1970.—**24**, N 21.—P. 1193—1196.
17. Guinan E. F., Engle S. G. The Sun in time: age, rotation, and magnetic activity of the Sun and solar-type stars and effects on hosted planets // *The ages of stars: Proc. IAU Symp. N 258 / Eds E. E. Mamajek, D. Soderblom.* — Cambridge: Cambridge University Press, 2009.—12 p.
18. Guo X., Florinski V. Galactic cosmic ray modulation near the heliopause // *Astrophys. J.*—2014.—**793**.—id. 18 (12 p.).
19. Johnstone C. P., Gudel M., Brott I., Lufthinger T. Stellar winds on the main sequence // Arxiv: 1503.07494 [astroph.].—2015.
20. Moraal H. Cosmic-ray modulation equations // *Space Sci. Revs.*—2013.—**176**, N 1-4.—P. 299—319.
21. Parker E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // *Planet. and Space Sci.*—1965.—**13**, N 1.—P. 9.
22. Perko J. S. Solar modulation of galactic antiprotons // *Astron. and Astrophys.*—1987.—**184**, N 1.—P. 119—121.
23. Potgieter M. S. Solar modulation of cosmic rays // *Liv. Rev. Solar Phys.*—2013.—**10**.—P. 3—66.
24. Potgieter M. S. A very local interstellar spectrum for galactic electrons, protons and helium // Proc. 33-rd Int. Cosmic Ray Conf. — Rio de Janeiro, Brasil, 2013, Highlight Talk, icrc2013-1300.
25. Potgieter M. S., du Strauss R. T. At what rigidities does the solar modulation of galactic cosmic rays begin? // Proc. 33-rd Int. Cosmic Ray Conf. — Rio de Janeiro, Brasil, 2013.—icrc2013-0156.
26. Ptuskin V. S., Volk H. J., Zirakashvili V. N., Breitschwerdt D. Transport of relativistic nucleons in a galactic wind driven by cosmic rays // *Astron. and Astrophys.*—1997.—**321**, N 2.—P. 434—443.
27. Schlickeiser R. Cosmic ray astrophysics. — Berlin: Springer, 2002.—519 p.
28. Shaviv N. J. Towards a solution to the early faint Sun paradox: A lower cosmic ray flux from a stronger solar wind // Arxiv: 0306.477 [astroph.].—2003.

29. *Sterenberg M. G., Cohen O., Drake J. J., Gombosi T. I.* Modeling the young Sun's solar wind and its interaction with Earth's paleomagnetosphere // *J. Geophys. Res.*—2011. —**116**.—P. A01217.
30. *Suzuki T. K.* Evolution of solar-type stellar wind // *Arxiv: 1301.2359 [astroph.]*.—2013.
31. *Svensmark H.* Cosmic rays and the evolution of Earth's climate during the last 4.6 billion years // *Astron. Nachr.*—2006.—**327**.—N 9.—P. 871.
32. *Urch I. H., Gleeson L. J.* Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970 // *Astrophys. and Space Sci.*—1972.—**17**.—P. 426—446.
33. *Usoskin I. G., Alanko-Huotaki K., Kovaltsov G. A., Mursula K.* Heliospheric modulation of cosmic rays: Monthly reconstruction for 1951—2004 // *J. Geophys. Res.*—2005.—**110**.—P. A12108.
34. *Webber W. R., Hiegbie P. R., McDonald F. B.* The unfolding of the spectra of low energy galactic cosmic ray H and He nuclei as the Voyager 1 spacecraft exits the region of heliospheric modulation // *Arxiv: 1308. 1895 [astroph.]*.—2013.
35. *Webber W. R., McDonald F. B.* Recent Voyager 1 data indicate that on 25 August 2012 at a distance of 121.7 AU from the Sun, sudden and unprecedented intensity changes were observed in anomalous and galactic cosmic rays // *Geophys. Res. Lett.*—2013. —**40**.—P. 1665—1668.
36. *Wood B. E., Muller H.-R., Redfield S., Edelman E.* Evidence for a weak wind from the young Sun // *Astrophys. J. Lett.*—2014.—**781**, N 2.—id. L33 (5 p.).
37. *Wood B. E., Muller H.-R., Zank G. P., Linsky J. L.* Measured mass-loss rates of solar-like stars as a function of age and activity // *Astrophys. J.*—2002.—**574**, N 1.—P. 412—425.

Статья поступила в редакцию 03.03.16