

УДК 523.9-72

Ю. И. Федоров

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03143
fedorov@mao.kiev.ua

Распространение галактических космических лучей во внешней гелиосфере

Рассмотрено распространение галактических космических лучей в гелиосферных магнитных полях. Получено приближенное решение уравнения переноса космических лучей на основе метода, учитывающего малую величину анизотропии углового распределения частиц. Исследовано пространственно-энергетическое распределение интенсивности и анизотропии галактических космических лучей и оценен поток энергии космических лучей.

ПОШИРЕННЯ ГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ У ЗОВНІШНІЙ ГЕЛІОСФЕРІ, Федоров Ю. І. — Розглянуто поширення галактичних космічних променів у геліосферних магнітних полях. Одержано наближений розв'язок рівняння переносу космічних променів на основі методу, який враховує малу величину анізотропії кутового розподілу частинок. Досліджено просторово-енергетичний розподіл інтенсивності і анізотропії галактичних космічних променів і оцінено потік енергії космічних променів.

THE PROPAGATION OF GALACTIC COSMIC RAYS IN THE OUTER HELIOSPHERE, by Fedorov Yu. I.— The propagation of galactic cosmic ray in heliospheric magnetic fields is studied. The approximate solution of cosmic ray transport equation has been derived on the basis of method taking into account the small value of anisotropy of particle angular distribution. The energy and spatial distributions of cosmic ray intensity and anisotropy are investigated and estimates of cosmic ray energy flux were fulfilled.

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивность галактических космических лучей (ГКЛ) в гелиосфере оказывается пониженной относительно их интенсивности в локальной межзвездной среде вследствие взаимодействия заряженных частиц высокой энергии с солнечным ветром. Влияние электромагнитных полей, переносимых движущейся межпланетной плазмой, на космические лучи (КЛ) приводит к изменению их энергетического спектра и возникновению анизотропии углового распределения частиц. В августе 2012 г. космический аппарат «Вояджер-1» впервые среди космических миссий покинул пределы гелиосферы и начал регистрировать физические характеристики локальной межзвездной среды, включая интенсивность КЛ [10, 19, 21, 22, 34, 35, 40]. Полученные данные позволили определить энергетический спектр КЛ в локальной межзвездной среде вплоть до энергий протонов порядка 1 МэВ [9, 11, 28, 29, 38].

Данные космических аппаратов и теоретические расчеты позволили получить уникальную информацию о структуре гелиосферы, межпланетных магнитных полях и частицах высокой энергии, распространяющихся в этих полях [14, 23, 27, 31, 39]. Сверхзвуковой солнечный ветер распространяется до гелиоцентрических расстояний 80—95 а. е. вплоть до гелиосферной ударной волны. Космические аппараты «Вояджер-1» и «Вояджер-2» пересекли фронт ударной волны на расстояниях от Солнца 94 а. е. и 84 а. е. соответственно [14, 31]. На фронте гелиосферной ударной волны скорость солнечного ветра уменьшается примерно в три раза, а за фронтом, в области гелиопаузы, скорость плазмы изменяется приблизительно обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния [23, 27, 31, 39]. В 2012 г. космический аппарат «Вояджер-1» пересек гелиопаузу (поверхность, разделяющую межпланетную плазму и локальную межзвездную среду) на расстоянии 122 а. е. от Солнца и покинул пределы гелиосферы [10, 22, 23, 34, 39].

Согласно данным космического аппарата «Вояджер-1» гелиосфера окружена пространственной областью, в которой распространение частиц высокой энергии затруднено. Вблизи гелиопаузы наблюдалось резкое возрастание регистрируемой интенсивности ГКЛ, которое обусловлено значительной величиной радиального градиента концентрации частиц [19, 21, 22, 34, 40]. При удалении от гелиосферы интенсивность ГКЛ, регистрируемая космическим аппаратом «Вояджер-1», установилась на постоянном уровне, который соответствует концентрации частиц высокой энергии в локальной межзвездной среде [19, 21, 40].

Теоретическому исследованию процесса переноса КЛ во внешней гелиосфере посвящен ряд работ [14, 19, 20, 21, 32, 35, 40]. В этих работах распространение ГКЛ рассматривалось при различных предположениях о структуре гелиосферы на основе численного решения уравнения переноса КЛ. В нашей работе распространение ГКЛ будет рассматриваться на основе приближенного метода, основанного на малой

величине анизотропии углового распределения частиц [8, 15, 16, 24, 36]. Отметим, что согласно наблюдениям на мировой сети нейтронных мониторов и на космических аппаратах анизотропия углового распределения ГКЛ оказывается малой (значительно меньше единицы) для широкого диапазона энергий частиц [4, 6, 27, 33].

Известно, что поток ГКЛ представляет собой суперпозицию диффузионного потока частиц, который направлен внутрь гелиосферы, и конвекционной составляющей, направленной от Солнца [3, 6, 15]. В результате величина потока ГКЛ оказывается значительно меньше своих составляющих. Предложенный в работах [15, 16] метод состоит в приравнивании нулю выражения для плотности потока частиц с данным значением импульса и решения полученного уравнения в частных производных первого порядка [15, 16, 24, 36]. Дальнейшее развитие метод получил в работе [8], в которой предложена итерационная процедура последовательного учета малого параметра — анизотропии углового распределения КЛ.

Ниже данный метод приближенного решения уравнения переноса КЛ применен для случая модели гелиосферы, которая учитывает наличие сверхзвукового солнечного ветра, ударной волны, гелиомантии и гелиопаузы. Скорость солнечного ветра в гелиомантии уменьшается обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния, а на фронте гелиосферной ударной волны и на гелиопаузе (поверхности, ограничивающей гелиосферу) выполняются условия непрерывности концентрации КЛ и плотности потока частиц. В локальной межзвездной среде, на гелиоцентрических расстояниях, значительно превосходящих размеры гелиосферы, энергетическое распределение галактических космических лучей считается заданным.

В настоящей работе проанализировано пространственно-энергетическое распределение ГКЛ, исследована анизотропия углового распределения частиц, сделаны оценки потока энергии КЛ.

ПРИБЛИЖЕНИЕ ИЗОТРОПНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Уравнение переноса КЛ, описывающее распространение заряженных частиц высокой энергии в магнитных полях гелиосферы, имеет следующий вид [3, 15, 25]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 u) - \frac{N}{r} + u \frac{N}{r} - \frac{p}{3} \frac{N}{p} \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

где

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

— концентрация частиц с данным значением импульса, $f(r, p)$ — функция распределения КЛ, d — коэффициент диффузии КЛ, \mathbf{u} — скорость солнечного ветра, а интегрирование производится по углам вектора скорости частицы.

Плотность потока частиц с данным значением импульса

$$\mathbf{j}(r, p) = -D \nabla f(r, p) \quad (3)$$

представляет собой сумму диффузионной и конвекционной составляющих [3, 15]:

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

Скорость сверхзвукового солнечного ветра радиальна и приблизительно постоянна по величине [2, 6]. Если коэффициент сжатия на фронте гелиосферной ударной волны равен $\beta = 3$ [23, 27, 31]), то непосредственно за фронтом ударной волны скорость солнечного ветра равна величине $u/3$. В гелиомантии скорость плазмы солнечного ветра уменьшается приблизительно обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния r [14, 29, 31]. За гелиопаузой, расположенной на расстоянии r_1 от Солнца, можно пренебречь движением среды, так что рассеяние КЛ происходит на неподвижных магнитных неоднородностях, а поток КЛ пропорционален градиенту концентрации частиц.

В действительности гелиосфера движется относительно локальной межзвездной среды со скоростью порядка 20 км/с. Однако вследствие большого значения транспортного пробега КЛ в межзвездной среде влияние относительного движения Солнечной системы на пространственное распределение ГКЛ оказывается несущественным. Оценим величину градиента ГКЛ в локальной межзвездной среде, обусловленного движением гелиосферы. Из равенства нулю потока КЛ (4) следует соотношение

$$D \frac{N}{r} = \frac{u_2 p}{3} \frac{N}{p},$$

где D и u_2 — коэффициент диффузии КЛ в межзвездной среде и скорость среды соответственно. Отметим, что коэффициент диффузии КЛ в межзвездной среде на несколько порядков величины превышает соответствующее значение внутри гелиосферы [6, 19, 21, 27]. Для степенного спектра КЛ с показателем спектра α получим следующую оценку для относительного радиального градиента ГКЛ:

$$\frac{1}{N} \frac{N}{r} = \frac{u_2}{3} \frac{1}{r}.$$

Для частиц с энергией порядка 1 ГэВ $D \approx 10^{28}$ см²/с [19, 21]. Подставив значения коэффициента диффузии КЛ и скорости среды в данную формулу, получим оценку для относительного радиального градиента КЛ:

$$\frac{1}{N} \frac{N}{r} \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ (а. е.)}^{-1}.$$

Отметим, что относительный радиальный градиент протона с энергией 1 ГэВ в гелиосфере составляет примерно один процент на астрономическую единицу [27].

Таким образом, учет влияния относительного движения гелиосферы не приводит к заметным изменениям интенсивности ГКЛ в локальной межзвездной среде даже на масштабах порядка размеров гелиосферы.

Введем безразмерные переменные согласно соотношениям

$$\frac{r}{r_0}, \quad \frac{p}{mc}, \quad (5)$$

где r_0 — гелиоцентрическое расстояние, соответствующее гелиосферной ударной волне, m — масса покоя протона. В безразмерных переменных поток КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре (4) имеет следующий вид:

$$j(\rho, \mu) = u \frac{1}{(\rho)} \frac{N}{3} - \frac{N}{3}, \quad (6)$$

где

$$(\rho) = \frac{ur_0}{(\rho)} \quad (7)$$

— параметр модуляции КЛ.

Коэффициент диффузии КЛ увеличивается при увеличении энергии частицы. Предположим, что зависимость коэффициента диффузии КЛ от импульса частицы имеет степенной вид:

$$(\rho) = \rho_0, \quad (8)$$

где ρ_0 — показатель степени, ρ_0 — коэффициент диффузии частиц с импульсом равным mc . Отметим, что условие $\rho_0 = 1$ соответствует кинетической энергии протона 389 МэВ. Соотношению (8) для коэффициента диффузии соответствует следующая формула для параметра модуляции КЛ

$$(\rho) = \rho_0, \quad (9)$$

где

$$\rho_0 = \frac{ur_0}{\rho_0}. \quad (10)$$

Воспользуемся приближенным методом решения уравнения переноса КЛ, основанным на малости анизотропии углового распределения ГКЛ [8, 15, 16, 24, 36]. Предположим, что функция распределения ГКЛ изотропна, а поток КЛ (4) равен нулю в любой точке пространства. В межзвездном пространстве ($\rho > \rho_1$) поток КЛ пропорционален градиенту концентрации частиц. Отсутствие потока означает, что в рассматриваемом приближении концентрация ГКЛ за пределами гелиосферы постоянна, т. е. при условии $\rho > \rho_1$

$$N(\rho, \mu) = N_0(\rho), \quad (11)$$

где $N_0(\rho)$ — концентрация КЛ вдали от Солнечной системы.

В гелиомантии ($1 < \rho < \rho_1$) скорость солнечного ветра убывает обратно пропорционально гелиоцентрическому расстоянию, причем

значение скорости среды непосредственно за гелиосферной ударной волной равно $u/3$. Запишем выражение для потока КЛ (4), справедливое в пространственной области $1 < r < r_1$:

$$j(r, \theta) = \frac{u}{3} \frac{1}{r^2} \frac{N}{r_1}, \quad (12)$$

где

$$r_1(r) = \frac{ur_0}{r_1(r)}. \quad (13)$$

Величины r_1 и r_0 представляют собой коэффициент диффузии и параметр модуляции КЛ в гелиомантии соответственно. Если степенная зависимость коэффициента диффузии КЛ от импульса частицы имеет место в любой области пространства, то внутри гелиомантии получим

$$r_1(r) = r_{01}, \quad (14)$$

где r_{01} — коэффициент диффузии частиц с импульсом равным mc . Параметр модуляции КЛ в гелиомантии имеет следующий вид:

$$r_0(r) = r_{01}, \quad (15)$$

где

$$r_{01} = \frac{ur_0}{r_{01}}. \quad (16)$$

Из условия равенства нулю потока КЛ (12) получаем уравнение для концентрации КЛ в гелиомантии:

$$\frac{N}{3} \frac{1}{r^2} \frac{N}{r_1} = 0. \quad (17)$$

Уравнение (17) представляет собой уравнение в частных производных первого порядка, характеристическое уравнение которого имеет вид

$$\frac{d}{dr} = \frac{r_{01}}{3} \frac{1}{r}. \quad (18)$$

Отметим, что на гелиопаузе концентрация КЛ должна быть равна величине $N_0(r_1)$ вследствие непрерывности концентрации частиц. Решение уравнения (17), удовлетворяющее этому условию в точке $r = r_1$, имеет вид

$$N(r, \theta) = N_0(r_1), \quad (19)$$

где

$$r_1 = \frac{r_{01}}{3} \frac{1}{r_1} \frac{1}{r_1}. \quad (20)$$

Рассмотрим пространственно-энергетическое распределение концентрации КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре. В этой пространственной области поток КЛ удовлетворяет уравнению (6), а равенство

нулю потока частиц приводит к уравнению

$$\frac{N}{3} - \frac{(\dots)}{3} - \frac{N}{3} = 0. \quad (21)$$

Уравнению (21) соответствует характеристическое уравнение

$$\frac{d}{d} - \frac{0}{3} = 1. \quad (22)$$

Приведем решение уравнения (21), которое описывает концентрацию ГКЛ в пространственной области < 1 :

$$N(\dots) = N_0(\dots), \quad (23)$$

где

$$\frac{0}{3}(\dots) = 1 - \frac{01}{3} = 1 - \frac{1}{1}. \quad (24)$$

Отметим, что при таком выборе переменных (24) и \dots (20) концентрация КЛ удовлетворяет условию непрерывности на фронте гелиосферной ударной волны (в точке $= 1$).

Таким образом, в приближении изотропного распределения частиц в любой области пространства концентрация ГКЛ определяется энергетическим распределением частиц N_0 , заданным вдали от Солнечной системы (при условии неограниченного возрастания гелиоцентрического расстояния). При этом вне гелиосферы распределение частиц совпадает с немодулированным спектром (заданном при $r \dots$), в области сверхзвукового солнечного ветра аргументом функции N_0 оказывается переменная (24), а в области гелиомантии — переменная \dots (20).

Будем использовать следующую форму энергетического распределения ГКЛ вдали от Солнечной системы [7]:

$$N_0(\dots) = q_0 (1 - \dots)^{(\dots)/2}, \quad (25)$$

где q_0 — постоянная величина, которая может быть вычислена, например, исходя из плотности энергии ГКЛ в межзвездной среде. Отметим, что подобная форма энергетического спектра ГКЛ была использована в ряде работ по распространению КЛ [5, 12, 18, 26, 30, 36]. Согласно формуле (25) спектр ультрарелятивистских частиц ($\dots \gg 1$) оказывается степенным с показателем степени \dots . Известно, что спектр ГКЛ в области высоких энергий является степенным с показателем спектра $\dots = 4.7$ [26, 30, 38]. Для нерелятивистских частиц ($\dots \ll 1$) из соотношения (17) также следует степенная зависимость концентрации КЛ от импульса частицы $N_0(\dots)$. Показатель спектра \dots можно найти на основании спектра ГКЛ за пределами гелиосферы в области низких энергий [19]. Исходя из энергетического распределения ГКЛ, полученного космическим аппаратом «Вояджер-1» в области низких энергий [19], получим значение $\dots = 1.34$. При данных значениях параметров \dots , спектр КЛ (25) согласуется с энергетическим распределением

ГКЛ, зарегистрированным космическим аппаратом «Вояджер-1» после того, как он покинул пределы гелиосферы в августе 2012 г. [9, 19, 28, 38, 39].

Для определения пространственно-энергетического распределения ГКЛ внутри гелиосферы необходимо задать значения параметров модуляции КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре (9) и гелиомантии (15). Для определения этих величин воспользуемся данными по модуляции интенсивности ГКЛ, приведенными в работе [29]. При энергии частиц 500 МэВ отношение интенсивности ГКЛ на орбите Земли к немодулированному значению интенсивности равно 0.27 [29]. Такому значению глубины модуляции КЛ при энергии 500 МэВ удовлетворяет, например, следующий набор параметров: $\alpha_0 = 1$, $\alpha_{01} = 1.7$, $\beta = 1$. Отметим, что при таком выборе параметров модуляции рассчитанные значения относительной интенсивности ГКЛ на орбите Земли согласуются с данными наблюдений в интервале энергий протонов от 100 МэВ до 100 ГэВ [29].

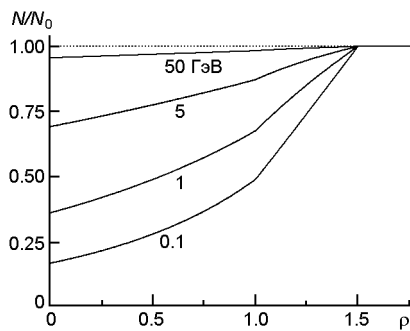


Рис. 1. Зависимость относительной концентрации галактических космических лучей от гелиоцентрического расстояния

На рис. 1 представлена зависимость относительной концентрации КЛ (19), (23) от гелиоцентрического расстояния. Концентрация частиц нормирована на концентрацию КЛ в межзвездном пространстве $N_0(\rho)$ (25). Значению безразмерной координаты $\rho = 1$ соответствует гелиосферная ударная волна, а гелиопауза расположена на гелиоцентрическом расстоянии $\rho = 1.5$. Значения кинетической энергии частиц приведены у соответствующих кривых. Расчеты выполнены при значениях параметров $\alpha_0 = 1$, $\alpha_{01} = 1.7$, $\beta = 1$. Видно, что концентрация КЛ данной энергии монотонно увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием вплоть до гелиопаузы. Чем выше энергия частицы, тем слабее модуляция интенсивности ГКЛ внутри гелиосферы. Заметим, что в рассматриваемом приближении интенсивность КЛ за пределами гелиосферы ($\rho > 1.5$) не зависит от пространственных координат, так что относительная концентрация частиц равна единице.

ПОТОК ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Полученные выражения для концентрации КЛ позволяют оценить плотность потока частиц данной энергии. Запишем уравнение переноса

са КЛ в следующем виде [12, 17]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 j - \frac{1}{p^2} \frac{d}{dp} p^2 j_p = 0, \quad (26)$$

где j — плотность потока КЛ (4), а j_p — плотность потока частиц в импульсном пространстве

$$j_p = \frac{up}{3} \frac{N}{r}. \quad (27)$$

Интегрируя соотношение (26) по переменной r , получим

$$j(r, p) = \frac{1}{3p^2 r^2} \frac{d}{dp} p^3 \int_{r_0}^r dr r^2 u(r) \frac{N}{r}. \quad (28)$$

Отметим, что скорость солнечного ветра u в соотношении (28) не зависит от гелиоцентрического расстояния в области $r < r_0$, и пропорциональна величине r^{-2} в области гелиомантии ($r_0 < r < r_1$).

В области сверхзвукового солнечного ветра из формулы (28) следует соотношение

$$j(r, p) = \frac{u}{3r^2} \frac{d}{dp} p^3 N(r, p) - \frac{2}{r} p^2 \frac{d}{dp} p^3 N(r, p), \quad (29)$$

где концентрация КЛ $N(r, p)$ определяется формулами (23), (24).

В области гелиомантии ($1 < r < r_1$) скорость солнечного ветра $u(r) = u_0 / r^2$, а поток КЛ имеет следующий вид:

$$j(r, p) = \frac{j(1, p)}{r^2} \frac{u}{3r^2} \frac{d}{dp} p^3 N(r, p) - \frac{2}{r} p^2 \frac{d}{dp} p^3 N(r, p), \quad (30)$$

где $N(1, p)$ и $j(1, p)$ — концентрация КЛ на фронте гелиосферной ударной волны и поток КЛ соответственно. Концентрация КЛ $N(r, p)$ в правой части формулы (30) удовлетворяет соотношениям (19), (20).

В межзвездном пространстве ($r > r_1$) плотность потока частиц с данным значением импульса изменяется обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния:

$$j(r, p) = \frac{j(r_1, p)}{r^2}, \quad (31)$$

где $j(r_1, p)$ — плотность потока частиц на гелиопаузе.

Зависимость плотности потока ГКЛ от энергии частиц представлена на рис. 2. Значение безразмерной координаты приведено у соответствующей кривой. По оси ординат приведена безразмерная величина $j/(uq_0)$, которая пропорциональна потоку КЛ. Видно, что поток КЛ низких энергий отрицателен, т. е. направлен к Солнцу. Напротив, поток ГКЛ высоких энергий положителен, и следовательно, направлен из гелиосферы. Смена знака потока КЛ происходит при значениях кинетической энергии протона 300—400 МэВ в зависимости от гелио-

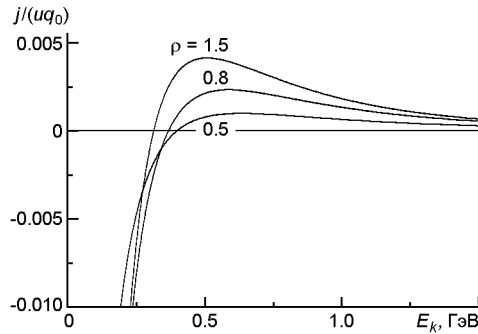


Рис. 2. Энергетическая зависимость плотности потока частиц

центрического расстояния (рис. 2). После достижения максимума поток монотонно уменьшается при увеличении энергии частиц.

С помощью полученных выражений для плотности потока частиц с данным значением импульса $j(r, p)$ можно вычислить поток энергии космических лучей:

$$J_w(r) = \int_0^r dp p^2 E j(r, p), \quad (32)$$

где E — энергия частицы. Из формулы (28) получаем следующее выражение для потока энергии КЛ:

$$J_w(r) = \frac{1}{3r^2} \int_0^r dp p^3 v \int_0^r dr r^2 u(r) \frac{N}{r}, \quad (33)$$

где v — скорость частицы.

В области сверхзвукового солнечного ветра поток энергии КЛ имеет вид

$$J_w(r) = \frac{m^4 c^5 u}{3} \int_0^r d \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} N(r, v) - \frac{2}{2} \int_0^r d N(r, v). \quad (34)$$

В гелиомантии ($1 < r < r_1$) поток энергии КЛ удовлетворяет соотношению

$$J_w(r) = \frac{J_w(1)}{2} \frac{m^4 c^5 u}{3} \int_0^r d \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} N(r, v) - N(1, v), \quad (35)$$

где $J_w(1)$ — поток энергии КЛ на фронте гелиосферной ударной волны (в точке $r = 1$).

Если рассеяние КЛ происходит на неподвижных неоднородностях галактического магнитного поля, то обмен энергией между быстрыми заряженными частицами и межзвездной средой не происходит, и поток энергии КЛ за пределами гелиосферы изменяется обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния. Таким образом, в пространственной области $r > r_1$

$$J_w(r) = \frac{J_w(r_1)}{2} \frac{1}{r^2}, \quad (36)$$

где $J_w(r_1)$ — плотность потока энергии КЛ на гелиопаузе.

Поток энергии галактических КЛ из данного объема определяется количеством энергии, переданной быстрым заряженным частицам движущейся плазмой солнечного ветра в этом объеме пространства [12]. Количество энергии, полученной ГКЛ в межпланетной среде, зависит от скорости солнечного ветра u и плотности энергии космических лучей в межзвездном пространстве w_0

$$w_0 = \int_0^{\rho} dp p^2 EN_0(p). \quad (37)$$

Запишем поток энергии КЛ в следующем виде:

$$J_w(r) = u_0 w_0 \gamma(r), \quad (38)$$

где безразмерная величина $\gamma(r)$ зависит от гелиоцентрического расстояния и представляет собой отношение плотности потока энергии в данной точке пространства к произведению скорости солнечного ветра и плотности энергии КЛ вдали от гелиосферы.

Если энергетическое распределение КЛ вдали от Солнечной системы удовлетворяет соотношению (25), то плотность энергии КЛ имеет вид

$$w_0 = \frac{m^4 c^5 q_0}{d^2} (1 - \beta^2)^{(1-\beta)/2}. \quad (39)$$

Данное соотношение позволяет вычислить параметр q_0 , который содержится в выражении для концентрации КЛ (25), если известна плотность энергии ГКЛ в межзвездной среде. При значениях параметров $\beta = 1.34$, $\beta = 4.7$ получим

$$q_0 = 0.64 \frac{w_0}{m^4 c^5}. \quad (40)$$

На рис. 3 приведена зависимость величины γ от гелиоцентрического расстояния. Кривая 1 соответствует следующим значениям параметров модуляции КЛ: $\beta_0 = 1$, $\beta_{01} = 1.7$, а кривая 2 — $\beta_0 = 1.5$, $\beta_{01} = 2.55$. Коэффициент сжатия среды на фронте гелиосферной ударной волны $\beta = 3$, а гелиопауза расположена на гелиоцентрическом расстоянии $\beta_1 = 1.5$. Поток энергии КЛ в сверхзвуковом солнечном ветре ($\beta < 1$) увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием и достигает максимального значения на фронте гелиосферной ударной волны ($\beta = 1$).

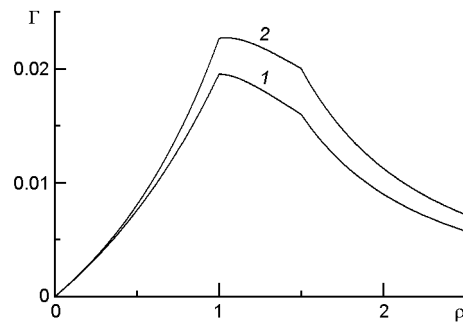


Рис. 3. Зависимость потока энергии космических лучей от гелиоцентрического расстояния. Кривая 1: $\beta_0 = 1$, $\beta_{01} = 1.7$; кривая 2: $\beta_0 = 1.5$, $\beta_{01} = 2.55$

В гелиомантии ($1 < \dots < r_1$) поток энергии КЛ уменьшается при увеличении расстояния от Солнца. Однако величина $J_w(r)$ изменяется с гелиоцентрическим расстоянием медленнее, чем по закону r^{-2} , в соответствии с тем обстоятельством, что в гелиомантии также происходит передача энергии солнечного ветра галактическим космическим лучам. Отметим, что несмотря на уменьшение плотности потока энергии КЛ $J_w(r)$ в гелиомантии, поток энергии КЛ через сферу данного радиуса продолжает увеличиваться при увеличении расстояния до Солнца и достигает максимума на гелиопаузе ($r = r_1$). В межзвездном пространстве ($r > 1.5$) плотность потока энергии КЛ $J_w(r)$ изменяется обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния, а поток энергии КЛ через сферу данного радиуса остается постоянным.

Оценим поток энергии, который переносят галактические КЛ через поверхность гелиопаузы. Пусть гелиосферная ударная волна расположена на расстоянии $r_0 = 80$ а. е. от Солнца, а гелиопауза соответствует гелиоцентрическому расстоянию $r_1 = 120$ а. е. [23, 28, 38, 39]. Плотность энергии галактических КЛ в межзвездном пространстве w_0 составляет величину порядка 1 эВ/см³ [1, 4, 11, 33]. Сравним поток энергии галактических КЛ через поверхность гелиопаузы с потоком энергии плазмы солнечного ветра через сферу радиусом $r_2 = 1$ а. е. При концентрации космической плазмы на орбите Земли $n_{pl} = 6$ см⁻³ и скорости солнечного ветра $u = 4 \cdot 10^7$ см/с [2, 6, 23, 38] плотность кинетической энергии плазмы $w_{pl} = 5$ кэВ/см³. Если J_{wpl} — плотность потока энергии плазмы, то отношение потока энергии галактических КЛ через поверхность гелиопаузы ($r = r_1 = 120$ а. е.) к потоку энергии плазмы солнечного ветра через сферу, проходящую через орбиту Земли ($r = r_2 = 1$ а. е.), равно

$$\frac{J_w(r_1)r_1^2}{J_{wpl}(r_2)r_2^2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \frac{w_0}{w_{pl}} = 2.88 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2. \quad (41)$$

Итак, отношение потоков (41) пропорционально значению безразмерной величины \dots на границе гелиосферы. При значениях параметров модуляции КЛ, которые соответствуют кривой 1 на рис. 3 ($\dots = 1$, $\dots = 1.7$, $\dots = 1$), получим $\dots(1.5) = 0.016$. В этом случае поток энергии галактических КЛ через поверхность гелиомантии составляет 4.6 % потока энергии плазмы солнечного ветра через сферу радиуса 1 а. е. Если $\dots = 1.5$, $\dots = 2.55$, $\dots = 1$, то $\dots(1.5) = 0.020$ (рис. 3) и согласно соотношению (41) отношение потоков энергии равно 0.058. Таким образом, галактическим космическим лучам передается 5.8 % энергии солнечного ветра.

Передача энергии движущейся плазмы солнечного ветра галактическим космическим лучам происходит во всем объеме гелиосферы и зависит от скорости плазмы и величины радиального градиента КЛ [12]. Оценка потока энергии ГКЛ через поверхность гелиопаузы в случае, когда коэффициент диффузии КЛ не зависит от энергии частицы, выполнены также в работе [7]. Отметим, что при учете энергетической

зависимости транспортного пробега КЛ значения потока энергии ГКЛ через границу гелиосферы оказываются приблизительно в два раза меньшими. Уменьшение потока энергии КЛ обусловлено менее интенсивной модуляцией частиц высокой энергии в магнитных полях гелиосферы.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Космический аппарат «Вояджер-1» пересек поверхность, разделяющую солнечную и межзвездную плазму, в августе 2012 г. на гелиоцентрическом расстоянии 122 а. е. [10, 22, 34]. Вблизи гелиопаузы было зафиксировано резкое возрастание интенсивности ГКЛ и одновременное понижение интенсивности аномальных космических лучей, которые имеют гелиосферное происхождение [21, 22, 34]. Согласно наблюдательным данным, полученным космическим аппаратом «Вояджер-1», на границе гелиосферы есть переходная область со спиральным магнитным полем, вектор напряженности которого параллелен поверхности гелиопаузы [10]. Радиальный перенос КЛ в данной области пространства оказывается затрудненным, а градиент интенсивности ГКЛ характеризуется величиной, значительно превышающей соответствующее значение внутри гелиосферы. Характерный радиальный размер этой области, окружающей поверхность гелиопаузы, по-видимому, составляет величину порядка одной астрономической единицы [21, 22, 34, 40].

После кратковременного быстрого увеличения интенсивности ГКЛ в 2012 г. интенсивность ГКЛ, регистрируемая КА «Вояджер-1», установилась на приблизительно постоянном уровне [21, 40]. Отсутствие заметного градиента интенсивности ГКЛ показывает, что в последние годы «Вояджер-1» находится вне гелиосферы, а энергетическое распределение частиц (вплоть до энергий порядка 1 МэВ) совпадает со спектром КЛ в локальной межзвездной среде [19, 21, 40]. Возможное объяснение резкого увеличения интенсивности ГКЛ вблизи гелиопаузы приведено в ряде работ [19, 21, 40]. Вследствие низкого уровня турбулентности в межзвездном пространстве коэффициент диффузии КЛ в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, оказывается малым, а перенос КЛ через поверхность гелиопаузы — затрудненным [19, 21, 40].

В настоящей работе модуляция ГКЛ в гелиосфере рассмотрена в приближении изотропной диффузии. Учтем наличие окружающей гелиопаузу пространственной области, в которой перенос частиц оказывается затрудненным, следующим образом. Пусть величина $D_2(r, \theta)$ представляет собой коэффициент диффузии КЛ в межзвездной среде ($D_2 > D_1$). Вдали от гелиосферы ($r \gg r_1$) значение величины D_2 значительно больше значения коэффициента диффузии КЛ в гелиосфере, а вблизи гелиопаузы, напротив, имеет место неравенство $D_2 \ll D_1$.

В межзвездной среде рассеяние КЛ происходит на неподвижных неоднородностях магнитного поля, а поток КЛ пропорционален градиенту концентрации частиц:

$$j(r, p) = -D \frac{N}{r}. \quad (42)$$

Концентрация КЛ в межзвездной среде будет определяться заданным значением концентрации N_0 вдали от Солнечной системы и потоком $j(r_1, p)$ КЛ через поверхность гелиосферы:

$$N(r, p) = N_0(r) + r_0^2 j(r_1, p) \frac{d}{2D(r, p)}. \quad (43)$$

При больших значениях координаты вклад второго слагаемого становится пренебрежимо малым, и концентрация КЛ (43) приближается к величине $N_0(r)$. Наиболее существенный вклад в интеграл в правой части соотношения (43) дает пространственная область вблизи гелиопаузы, которая характеризуется небольшой величиной коэффициента диффузии КЛ.

Направление потока ГКЛ через поверхность гелиопаузы $j(r_1, p)$ зависит от энергии частиц. Так как поток частиц высоких энергий направлен из гелиосферы (рис. 2), то их концентрация на гелиопаузе превышает концентрацию КЛ вдали от Солнечной системы. Напротив, поток частиц низких энергий отрицателен (рис. 2), и согласно формуле (43) концентрация КЛ вблизи гелиосферы оказывается меньше, чем величина $N_0(r)$, которая задана на неограниченно большом гелиоцентрическом расстоянии.

Таким образом, в пространственной области $r > r_1$ интенсивность ГКЛ высоких энергий уменьшается при удалении от гелиосферы, а интенсивность частиц низких энергий монотонно увеличивается при увеличении гелиоцентрического расстояния.

Предположим, что коэффициент диффузии КЛ в межзвездной среде пропорционален импульсу частицы в некоторой степени α :

$$D(r, p) = D_0 g(r), \quad (44)$$

где D_0 — коэффициент диффузии частиц, импульс которых равен mc , а функция $g(r)$ описывает пространственную зависимость коэффициента диффузии КЛ, причем величина g равна единице при больших значениях r (вдали от Солнечной системы) и намного меньше единицы вблизи гелиопаузы. Величина

$$\frac{D(r_1)}{D_0} \quad (45)$$

представляет собой отношение коэффициента диффузии КЛ вблизи гелиопаузы к соответствующему значению в межзвездной среде вдали от гелиосферы.

Определим функцию $g(r)$ ($r > r_1$) таким образом, чтобы она была равна малой величине (45) в точке $r_1(g(r_1))$, монотонно увеличивалась при увеличении гелиоцентрического расстояния и стремилась

к единице при больших значениях аргумента. При таком выборе функции g коэффициент диффузии КЛ вблизи гелиопаузы будет принимать относительно небольшие значения и в этой области пространства перенос КЛ будет затруднен. При увеличении расстояния до гелиопаузы коэффициент диффузии КЛ будет увеличиваться и постепенно приближаться к значению, характерному для локальной межзвездной среды.

Выберем функцию $g(\rho)$, которая определяет пространственную зависимость коэффициента диффузии КЛ в межзвездной среде, в следующем виде:

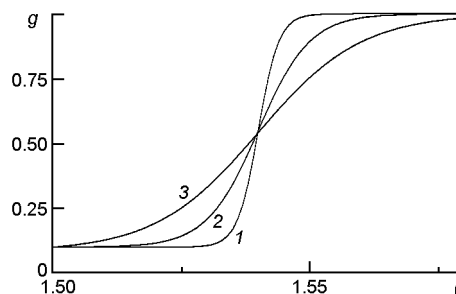
$$g(\rho) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{th} \frac{\rho - \rho_1}{2} \right), \quad (46)$$

где

$$\rho_1 = \frac{2(1 - g_0)}{1 - \operatorname{th}^{-1} g_0}, \quad \rho_2 = \dots \quad (47)$$

При таком выборе функции g удовлетворяются условия $g(\rho_1) = g_0$ и $g(\rho \gg \rho_1) = 1$. Параметры ρ_1 и ρ_2 считаем малыми величинами. Параметры g_0 и ρ_2 определяют форму функции $g(\rho)$ и размер пространственной области, в которой выполняется неравенство $g \ll 1$.

Рис. 4. Функция $g(\rho)$ (46), определяющая пространственную зависимость коэффициента диффузии космических лучей вблизи гелиопаузы



На рис. 4 приведена зависимость функции g (46) от безразмерной координаты ρ при следующих значениях параметров: $\rho_1 = 1.5$, $g_0 = 0.1$, $\rho_2 = 0.04$. Кривая 1 соответствует значению параметра $\rho_2 = 0.004$, кривая 2 — $\rho_2 = 0.01$, кривая 3 — $\rho_2 = 0.02$. Видно, что при уменьшении величины ρ_2 профиль функции $g(\rho)$ становится более крутым, а характерный размер области с малым значением коэффициента диффузии КЛ увеличивается. Заметим, что выбор конкретной зависимости $g(\rho)$ (при выполнении указанных условий при $\rho = 1$ и $\rho \gg 1$) не является особенно важным, так как данная функция входит в подынтегральное выражение в формуле (43).

В области гелиомантии ($r_0 < r < r_1$) скорость солнечного ветра $u \propto r^{-2}$, поэтому $\operatorname{div} \mathbf{u} = 0$, и уравнение переноса КЛ (1) существенно упрощается:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dN}{dr} \right) - \frac{u}{2} \frac{dN}{dr} = 0. \quad (48)$$

Запишем решение уравнения переноса (16), описывающего распределение КЛ в гелиомантии ($1 < r < r_1$) [7]

$$N(r, t) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^r \frac{u}{r^2} dr\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^r \frac{u}{r^2} dr\right)} \exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^r \frac{u}{r^2} dr\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^r \frac{u}{r^2} dr\right) N(1, t) + \exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^r \frac{u}{r^2} dr\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^r \frac{u}{r^2} dr\right) N(r_1, t), \quad (49)$$

где μ_1 (15) — параметр модуляции КЛ. Из соотношения (49) следует, что для вычисления концентрации частиц в данной точке ($1 < r < r_1$) достаточно задать значение концентрации КЛ на гелиопаузе $N(r_1, t)$ и на фронте гелиосферной ударной волны $N(1, t)$.

На основании соотношения (49) можно вычислить плотность потока КЛ $j(r, t)$ (12) в любой точке гелиомантии. Приведем значение потока КЛ на гелиопаузе

$$j(r_1, t) = \frac{u}{2} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^{r_1} \frac{u}{r^2} dr\right)}{\exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^{r_1} \frac{u}{r^2} dr\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^{r_1} \frac{u}{r^2} dr\right)} [N(r_1, t) - N(1, t)] - \frac{N(r_1, t)}{3}. \quad (50)$$

Уравнение (50) можно переписать в виде

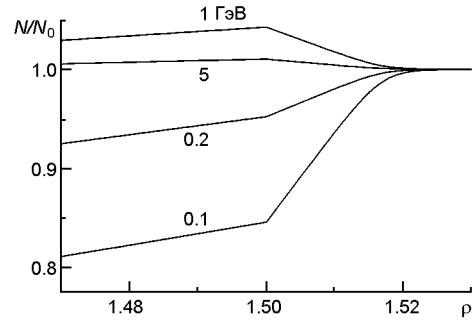
$$N(1, t) - N(r_1, t) = 1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \int_1^{r_1} \frac{u}{r^2} dr\right) - \frac{N(r_1, t)}{3} - \frac{2}{u} j(r_1, t). \quad (51)$$

Согласно формуле (51) концентрацию КЛ на фронте гелиосферной ударной можно вычислить исходя из величины концентрации частиц на гелиопаузе $N(r_1, t)$ и плотности потока КЛ j в точке r_1 .

Соотношения (43), (49) позволяют вычислить концентрацию КЛ в гелиомантии и локальной межзвездной среде.

На рис. 5 приведена зависимость концентрации КЛ от гелиоцентрического расстояния вблизи границы гелиосферы. Значения концентрации КЛ нормированы на величину $N_0(r)$, а значения кинетической энергии частиц приведены у соответствующих кривых. Расчеты выполнены при следующих значениях параметров: $\mu_1 = 1.5$, $\mu_0 = 1$, $\mu_{01} = 1.7$, $\beta = 1$. Коэффициент диффузии КЛ в переходном слое, окружающем гелиопаузу, определяется соотношениями (44), (46), причем $D = 10^{-5}$, $\alpha_1 = 0.04$, $\alpha_2 = 0.004$, а коэффициент диффузии КЛ в межзвездной среде в тысячу раз превышает соответствующее значение в гелиомантии ($\mu_{01}/\mu_{02} = 10^{-3}$). При выбранных значениях параметров коэффициент диффузии КЛ в переходном слое оказывается в сто раз меньше, чем в гелиомантии. Видно, что в относительно узком переходном слое ($r > 1.5$) градиент интенсивности КЛ существенно превы-

Рис. 5. Концентрация галактических космических лучей вблизи границы гелиосферы



шает соответствующее значение внутри гелиосферы (рис. 5). Причем, радиальный градиент концентрации частиц низких энергий (кривые, соответствующие кинетической энергии 100 МэВ и 200 МэВ на рис. 5) положителен, а интенсивность КЛ увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием. Напротив, радиальный градиент ГКЛ более высоких энергий в пространственной области $r > r_1$ оказывается отрицательным, так что концентрация ГКЛ на границе гелиосферы превышает концентрацию КЛ в межзвездной среде (рис. 5). Заметим, что при удалении от границы гелиосферы концентрация ГКЛ приближается к значению, характерному для межзвездной среды, а ее относительное значение, приведенное на рис. 5, стремится к единице.

Рассмотрим пространственное распределение ГКЛ в сверхзвуковом солнечном ветре. Используем метод расчета концентрации частиц в следующем приближении по малости анизотропии их углового распределения, предложенный в работе [8]. Поток частиц с данным значением импульса в пространственной области $r < r_0$ удовлетворяет соотношению (6). Перепишем данное соотношение в виде

$$\frac{N(r, u)}{3} - \frac{N(r, u)}{u} = j(r, u), \quad (52)$$

где поток КЛ $j(r, u)$ определен соотношением (29). Представим концентрацию КЛ в виде суммы

$$N(r, u) = \tilde{N}(r, u) + N(1, u), \quad (53)$$

где $N(1, u)$ — концентрация КЛ на фронте ударной волны (51). Получим следующее уравнение для функции $\tilde{N}(r, u)$:

$$\frac{\tilde{N}(r, u)}{3} - \frac{\tilde{N}(r, u)}{u} = j(r, u), \quad (54)$$

где

$$j(r, u) = \frac{N(1, u)}{3} - \frac{j(r, u)}{u}. \quad (55)$$

Правая часть дифференциального уравнения (54) является известной функцией координаты и импульса частицы, а функция $\tilde{N}(r, u)$ удовлетворяет нулевому граничному условию на фронте гелиосферной

ударной волны

$$\tilde{N}(1, \rho) = 0. \quad (56)$$

Приведем решение неоднородного дифференциального уравнения в частных производных первого порядка (54), которое удовлетворяет граничному условию (56)

$$\tilde{N}(\rho, \rho_1) = d \int_{\rho_1}^{\rho} \dots, \quad \frac{01}{3}(\rho) \dots \quad (57)$$

Учитывая соотношение (53), получим выражение для концентрации КЛ в области сверхзвукового солнечного ветра ($\rho < 1$):

$$N(\rho, \rho_1) = N(1, \rho_1) + d \int_{\rho_1}^{\rho} \dots, \quad \frac{01}{3}(\rho) \dots \quad (58)$$

где функция \dots определена формулой (55).

Таким образом, концентрация ГКЛ описывается соотношением (58) в пространственной области $\rho < 1$, формулой (49) в гелиомантии ($1 < \rho < \rho_1$) и выражением (43) в межзвездной среде ($\rho > \rho_1$).

Зависимость концентрации КЛ от гелиоцентрического расстояния представлена на рис. 6. Значения параметров совпадают с использованными ранее при расчете концентрации КЛ вблизи гелиопаузы (рис. 5). Концентрация КЛ нормирована на величину $N_0(\rho)$ (25), значения кинетической энергии частиц приведены у соответствующих кривых. Концентрация КЛ низких энергий (кривая, соответствующая энергии 100 МэВ на рис. 5) монотонно увеличивается при увеличении гелиоцентрического расстояния. Интенсивность ГКЛ более высоких энергий характеризуется максимумом на гелиопаузе, после достижения которого интенсивность быстро уменьшается, приближаясь к значению интенсивности КЛ в межзвездной среде. Отметим, большую величину радиального градиента концентрации частиц в тонком переходном слое, окружающем гелиосферу. Особенно значительна величина градиента интенсивности ГКЛ в переходной области для частиц низких энергий, что согласуется с данными космического аппарата «Вояджер-1» [21, 22, 34, 40].

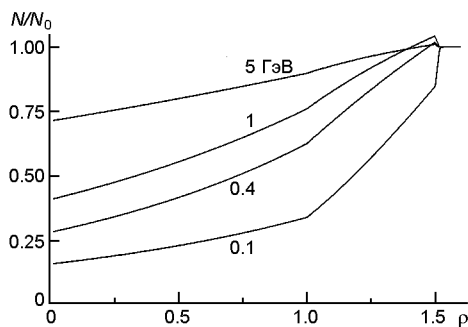


Рис. 6. Пространственная зависимость концентрации частиц данной энергии. Значения кинетической энергии КЛ приведены у соответствующих кривых

Рассмотрим влияние гелиосферных магнитных полей на форму энергетического спектра галактических космических лучей. Интенсивность КЛ пропорциональна концентрации частиц и определяется соотношением [1, 24, 27]

$$I(r, p) = \frac{1}{4} p^2 N(r, p). \quad (59)$$

Полученные соотношения для концентрации КЛ позволяют вычислить интенсивность ГКЛ на различных гелиоцентрических расстояниях. На рис. 7 представлена зависимость величины $p^2 N(r, p)/q_0$ (которая пропорциональна интенсивности КЛ (59)) от кинетической энергии частиц. Значения параметров те же, что и ранее, числа у кривых равны значениям безразмерного гелиоцентрического расстояния $r = r/r_0$. Пунктирной кривой представлен спектр КЛ вдали от Солнечной системы, когда концентрация частиц $N_0(r)$ определена формулой (25). Заметим, что интенсивность КЛ, описываемая формулами (25), (59), согласуется с энергетическим распределением КЛ, зарегистрированным космическим аппаратом «Вояджер-1» в локальной межзвездной среде, после того как он покинул пределы гелиосферы [19, 27, 38]. Таким образом, пунктирная кривая соответствует энергетическому распределению ГКЛ в локальной межзвездной среде вдали от гелиосферы, когда гелиоцентрическое расстояние значительно превышает размеры гелиосферы ($r \gg 100$ а. е.). Безусловно, интенсивность ГКЛ и их энергетический спектр в отдаленных частях Галактики могут существенно отличаться от их значений в локальной межзвездной среде. Кривая, соответствующая значению $r = 1.5$, иллюстрирует интенсивность ГКЛ на гелиопаузе, а значение $r = 1$ соответствует фронту гелиосферной ударной волны. Нижняя кривая на рис. 7 представляет энергетический спектр ГКЛ на орбите Земли. При уменьшении гелиоцентрического расстояния глубина модуляции интенсивности ГКЛ увеличивается, а максимум энергетического распределения частиц смещается в область высоких энергий. Относительное уменьшение интенсивности ГКЛ внутри гелиосферы оказывается более значительным в области низких энергий вследствие увеличения транспортного пробега частиц с ростом их энергии. В области низких энергий (ниже примерно 400 МэВ) интенсивность ГКЛ в межзвездной среде оказывается выше, чем на гелиопаузе, причем отличие тем существеннее, чем меньше энергия частиц. Спектр КЛ высоких энергий

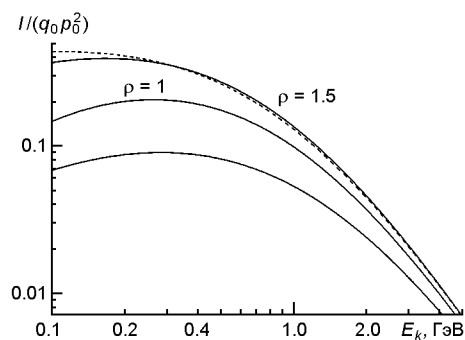


Рис. 7. Энергетические спектры галактических космических лучей. Штриховая кривая представляет энергетическое распределение КЛ вдали от Солнечной системы, нижняя кривая соответствует энергетическому спектру ГКЛ на орбите Земли

на границе гелиосферы ($\rho = 1.5$) оказывается близким к спектру КЛ в межзвездной среде, однако интенсивность частиц на гелиопаузе оказывается несколько выше (рис. 7). Следовательно, на границе гелиосферы интенсивность ГКЛ высоких энергий превышает соответствующее значение в локальной межзвездной среде, что находится в соответствии с пространственной зависимостью концентрации КЛ, представленной на рис. 5, 6. Действительно, концентрация частиц высоких энергий максимальна на гелиопаузе (кривые, соответствующие кинетической энергии 1 ГэВ и 5 ГэВ на рис. 5, 6), а при удалении от гелиосферы их концентрация уменьшается.

Анизотропия углового распределения космических лучей пропорциональна величине плотности потока частиц (19) и определяется соотношением [13, 37]

$$A(\rho, \theta) = \frac{3j(\rho, \theta)}{vN(\rho, \theta)}. \quad (60)$$

На рис. 8 представлена пространственная зависимость анизотропии КЛ (60) для частиц разных энергий (значения кинетической энергии частицы приведены у соответствующих кривых). Используются те же значения параметров, что и при расчетах пространственной зависимости концентрации ГКЛ. Видно, что на фронте ударной волны ($\rho = 1$) анизотропия ГКЛ принимает значение, максимальное по

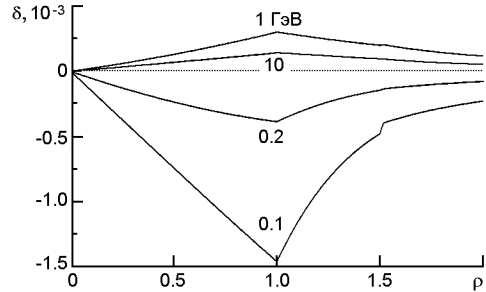


Рис. 8. Пространственная зависимость анизотропии углового распределения галактических космических лучей

абсолютной величине. Оказывается, что анизотропия частиц высоких энергий положительна (кривые, соответствующие $E_k = 1$ и 10 ГэВ). Следовательно, поток частиц высоких энергий направлен от Солнца. Наоборот, анизотропия частиц низких энергий отрицательна, а поток частиц низких энергий направлен внутрь гелиосферы. Отметим резкое изменение величины анизотропии ГКЛ вблизи гелиопаузы, которое обусловлено небольшой величиной коэффициента диффузии КЛ D_2 (44) в переходной пространственной области, ограничивающей гелиосферу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено распространение ГКЛ в гелиосфере, состоящей из сверхзвукового солнечного ветра, ограниченного гелиосферной ударной

волной, гелиомантии и гелиопаузы, поверхности, отделяющей гелиосферу от локальной межзвездной среды. Расчеты выполнены в приближении малости анизотропии углового распределения частиц. Показано, что направление потока ГКЛ зависит от энергии частиц, причем поток частиц высоких энергий направлен из гелиосферы, а поток частиц низких энергий — к Солнцу. Оказывается, что поток энергии ГКЛ направлен из Солнечной системы, вследствие чего ансамбль частиц ГКЛ приобретает энергию при взаимодействии с движущимися неоднородностями межпланетного магнитного поля. Передача энергии движущейся плазмы солнечного ветра галактическим космическим лучам происходит во всем объеме гелиосферы и зависит от величины радиального градиента интенсивности КЛ.

Интенсивность ГКЛ в локальной межзвездной среде, окружающей гелиомантию, зависит от величины и направления потока быстрых частиц через поверхность гелиосферы. В соответствии с направлением потока КЛ, концентрация частиц высоких энергий уменьшается при удалении от гелиосферы, а низких — увеличивается. Градиент концентрации ГКЛ в переходном слое, который расположен вблизи гелиопаузы и характеризуется малой величиной транспортного пробега частиц, значительно превышает соответствующее значение внутри гелиосферы.

Показано, что при уменьшении гелиоцентрического расстояния глубина модуляции интенсивности ГКЛ увеличивается, а максимум энергетического распределения частиц смещается в область высоких энергий. При этом интенсивность ГКЛ низких энергий в межзвездной среде превосходит соответствующее значение на границе гелиосферы. Показано, что знак анизотропии углового распределения ГКЛ зависит от энергии частиц, а ее абсолютная величина максимальна на фронте гелиосферной ударной волны.

Автор выражает благодарность рецензенту за ценные замечания.

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. *Астрофизика космических лучей*. — М.: Наука, 1984.—380 с.
2. Брандт Дж. *Солнечный ветер*. — М.: Мир, 1973.—312 с.
3. 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.
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. Топтыгин И. Н. *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*. — М.: Наука, 1983.—302 с.
7. Федоров Ю. И. Модуляция интенсивности галактических космических лучей в турбулентной гелиосфере // *Кинематика и физика небес. тел.*—2015.—**31**, № 3.—С. 3—22.

8. 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.
9. Bisschoff D., Potgieter M. S. New local interstellar spectra for protons, Helium and Carbon derived from PAMELA and Voyager 1 observations // Arxiv: 1512.04836 [astroph.].—2015.—10 p.
10. Burlaga L. F., Ness N. F., Stone E. C. Magnetic field observations as Voyager 1 entered the heliosheath depletion region // Science.—2013.—**341**.—P. 147—150.
11. Cummings A. C., Stone E. C., Heikkila B. C., et al. Voyager 1 observations of galactic cosmic rays in the local interstellar medium: Energy density and ionization rates // Proc. 34-th Int. Cosmic Ray Conf. — The Hague, The Netherlands, 2015, PoS (ICRC2015)318.
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. Fisk L. A., Axford W. I. Anisotropy of solar cosmic rays // Solar Phys.—1969.—**7**.—P. 486—498.
14. Florinski V., Pogorelov N. V. Four-dimensional transport of galactic cosmic rays in the outer heliosphere and heliosheath // Astrophys. J.—2009.—**701**.—P. 642—651.
15. Gleeson L. J., Axford W. I. Solar modulation of galactic cosmic rays // Astrophys. J.—1968.—**154**.—P. 1011—1026.
16. Gleeson L. J., Urch I. H. A study a force-field equation for the propagation of galactic cosmic rays // Astrophys. and Space Sci.—1973.—**25**.—P. 387—404.
17. Gleeson L. J., Webb G. M. Energy changes of cosmic rays in the interplanetary region // Astrophys. and Space Sci.—1978.—**58**.—P. 21—39.
18. 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.
19. Guo X., Florinski V. Galactic cosmic-ray modulation near the heliopause // Astrophys. J.—2014.—**792**.—P. 18.
20. Herbst K., Heber B., Kopp A., et al. The local interstellar spectrum beyond the heliopause: What can we learn from Voyager in the inner heliosheath? // Astrophys. J.—2012.—**761**.—17 (6 p).
21. Kota J., Jokipii J. R. Are cosmic rays modulated beyond the heliopause? // Astrophys. J.—2014.—**782**.—P. 24.
22. Krimigis S. M., Decker R. B., Roelof E. C., et al. Search for the exit: Voyager 1 at heliosphere's border with the Galaxy // Science.—2013.—**341**.—P. 144—147.
23. Manuel R., Ferreira S. E. S., Potgieter M. S. Time-dependent modulation of cosmic rays in the heliosphere // Solar Phys.—2014.—**289**.—P. 2207—2231.
24. Moraal H. Cosmic ray modulation equations // Space Sci. Revs.—2013.—**176**.—P. 299—319.
25. Parker E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // Planet. and Space Sci.—1965.—**13**, N 1.—P. 9—49.
26. Perko J. S. Solar modulation of galactic antiprotons // Astron. and Astrophys.—1987.—**184**, N 1.—P. 119—121.
27. Potgieter M. S. Solar modulation of cosmic rays // Liv. Rev. Solar Phys.—2013.—**10**.—P. 3—66.
28. Potgieter M. S. A very local interstellar spectrum for galactic electrons, protons and helium // Brazil J. Phys.—2014.—**44**.—P. 581.

29. *Potgieter M. S., Strauss R. du 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.
30. *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.
31. *Richardson J. D., Burlaga L. F.* The solar wind in the outer heliosphere and heliosheath // Space Sci. Revs.—2013.—**176**.—P. 217—235.
32. *Scherer K., Fichtner H., Strauss R. D., et al.* On cosmic ray modulation beyond the heliopause: where is the modulation boundary? // Astrophys. J.—2011.—**735**.—id: 128 (5 p).
33. *Schlickeiser R.* Cosmic ray astrophysics. — Berlin: Springer, 2002.—519 p.
34. *Stone E. C., Cummings A. C., McDonald F. B., et al.* Voyager 1 observes low-energy galactic cosmic rays in a region depleted of heliospheric ions // Science.—2013.—**341**.—P. 150—153.
35. *Strauss R. D., Fichtner H.* Cosmic ray anisotropies near the heliopause // Astron. and Astrophys. Lett.—2014.—**572**.—L3.
36. *Urch I. H., Gleeson L. J.* Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970 // Astrophys. and Space Sci.—1972.—**17**.—P. 426—446.
37. *Volk H. J.* Cosmic ray propagation in interplanetary space // Revs. Geophys. and Space Phys.—1975.—**13**, N 4.—P. 547—566.
38. *Webber W. R., Higbie 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.—21 p.
39. *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.
40. *Zhang M., Luo X., Pogorelov N.* Where is the cosmic-ray modulation boundary of the heliosphere? // Phys. Plasmas.—2015.—**22**, N 9.—P. 091501.

Статья поступила в редакцию 10.03.16