

УДК 523.9-72

**Ю. И. Федоров**

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины  
03680 ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного, 27

### Угловое распределение солнечных космических лучей и рассеивательные свойства межпланетной среды

*Получено стационарное решение кинетического уравнения, описывающего распространение солнечных космических лучей в межпланетном пространстве. Вычисленная функция распределения космических лучей применяется для определения параметров рассеяния заряженных частиц высокой энергии в межпланетных магнитных полях.*

*КУТОВИЙ РОЗПОДІЛ СОНЯЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ І РОЗСІЮВАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ МІЖПЛАНЕТНОГО СЕРЕДОВИЩА, Федоров Ю. І. — Одержано стаціонарний розв'язок кінетичного рівняння, яке описує розповсюдження сонячних космічних променів у міжпланетному просторі. Розрахована функція розподілу космічних променів використовується для визначення параметрів розсіювання заряджених частинок високої енергії у міжпланетних магнітних полях.*

*ANGULAR DISTRIBUTION OF SOLAR COSMIC RAYS AND SCATTERING PROPERTIES OF INTERPLANETARY MEDIUM, by Fedorov Yu. I. — The steady-state solution of kinetic equation, describing solar cosmic ray propagation in the interplanetary space, is derived. The calculated cosmic ray distribution function is applied to the determination of parameters of energetic charged particles scattering in interplanetary magnetic fields.*

#### ВВЕДЕНИЕ

При распространении космических лучей (КЛ) в гелиосфере заряженные частицы высокой энергии взаимодействуют с межпланетным магнитным полем, которое можно представить как суперпозицию среднего магнитного поля спиральной конфигурации и магнитных неоднородностей различных масштабов. Напряженность регулярного межпланетного магнитного поля уменьшается с гелиоцентрическим расстоянием, что обуславливает фокусировку заряженных частиц при их движении от Солнца. Наличие флуктуаций магнитного поля приводит к рассеянию космических лучей.

Последовательное описание распространения КЛ в гелиосфере основано на кинетическом уравнении, которое учитывает как фокусировку высокоэнергичных заряженных частиц средним магнитным полем, так и их

рассеяние на турбулентных магнитных пульсациях [2, 9, 11, 19]. В работах [9, 19] получено стационарное решение кинетического уравнения, которое справедливо, когда отношение транспортного пробега частицы к длине фокусировки не зависит от пространственных координат. Стационарная функция распределения КЛ существенным образом зависит от характера рассеяния высокоэнергичных заряженных частиц в межпланетном пространстве и от геометрии регулярного магнитного поля [3, 5, 9, 19]. Полученное решение кинетического уравнения применялось для анализа некоторых протонных событий [3, 5]. В последующих работах усредненные по периоду вспышки СКЛ угловые распределения частиц сравнивались с численными решениями стационарного кинетического уравнения, и были получены данные об интенсивности и анизотропии рассеяния КЛ в межпланетной среде [12–14, 23].

В настоящей работе рассмотрено решение стационарного кинетического уравнения. Точное решение этого уравнения удастся найти при постоянном отношении транспортного пробега частицы к длине фокусировки. Получено приближенное решение стационарного кинетического уравнения, которое справедливо при достаточно медленном изменении в пространстве данного отношения. Вычисленные значения анизотропии углового распределения СКЛ применяются для определения параметров рассеяния КЛ в межпланетной среде.

#### СТАЦИОНАРНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Рассмотрим кинетическое уравнение, описывающее установившееся распределение частиц в межпланетной среде

$$v\mu \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{v(1-\mu^2)}{2\xi} \frac{\partial f}{\partial \mu} - \frac{\partial}{\partial \mu} D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} = 0, \quad (1)$$

$$\xi = -H \left( \frac{\partial H}{\partial z} \right)^{-1} \quad (2)$$

где  $f(z, \mu)$  — функция распределения КЛ,  $v$  — скорость,  $\mu$  — косинус питч-угла частицы,  $z$  — координата вдоль силовой линии межпланетного магнитного поля  $H(z)$ ,  $\xi$  — длина фокусировки, характеризующая пространственный масштаб изменения среднего магнитного поля. Последнее слагаемое в уравнении (1) описывает рассеяние частиц на магнитных неоднородностях. Величина  $D_{\mu\mu}$  представляет собой коэффициент диффузии частиц в угловом пространстве и определяется взаимодействием частиц с флуктуациями магнитного поля. Кинетическое уравнение (1) не учитывает процесс диффузии частиц поперек регулярного магнитного поля [6, 8], конвекционный перенос КЛ и изменение энергии частиц, обусловленное взаимодействием КЛ с плазмой солнечного ветра [2, 10]. Так как скорость частиц рассматриваемого диапазона энергий значительно больше скорости солнечного ветра, влияние этих процессов на угловое распределение солнечных космических лучей пренебрежимо мало.

Известно, что рассеяние КЛ в межпланетной среде анизотропно, причем рассеяние частиц движущихся перпендикулярно к среднему магнитному полю ослаблено [2, 11, 15]. Запишем выражение для коэффициента диффузии КЛ в виде, учитывающем анизотропию рассеяния частиц:

$$D_{\mu\mu} = \frac{v}{2\Lambda} \gamma \{1 + \beta P_2(\mu)\}(1 - \mu^2), \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{1}{\beta\sqrt{3\beta(2-\beta)}} \left\{ 2(\beta+1) \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{3\beta}{2-\beta}} - \sqrt{3\beta(2-\beta)} \right\},$$

$$\Lambda = \frac{3v}{8} \int_{-1}^1 d\mu \frac{(1-\mu^2)^2}{D_{\mu\mu}}, \quad (4)$$

где  $P_2(\mu)$  — полином Лежандра второго порядка; параметр  $\beta$  характеризует анизотропию рассеяния, причем  $0 \leq \beta < 2$ . Значение  $\beta = 0$  соответствует изотропному рассеянию, в этом случае коэффициент диффузии (3) имеет вид

$$D_{\mu\mu} = \frac{v}{2\Lambda} (1 - \mu^2).$$

С увеличением параметра  $\beta$  в выражении (3) рассеяние частиц становится более анизотропным, причем рассеяние КЛ вблизи значения  $\mu = 0$  ослабляется.

Рассеяние КЛ часто описывают коэффициентом диффузии  $D_{\mu\mu}$ , который пропорционален величине  $|\mu|^{q-1}(1-\mu^2)$  [3—5, 9, 11, 15, 16]. В этом случае анизотропия рассеяния определяется параметром  $q$ , однако угловая диффузия частиц вблизи значения  $\mu = 0$  описывается некорректно [3, 9, 16]. Для последовательного представления рассеяния частиц, движущихся перпендикулярно к магнитному полю, предлагаются более сложные соотношения для коэффициента диффузии  $D_{\mu\mu}$  [3, 12, 16, 20]. Здесь мы будем использовать простое соотношение (3), позволяющее описывать анизотропию рассеяния частиц при помощи единственного параметра  $\beta$ .

На рис. 1 представлена зависимость безразмерной величины  $2\Lambda D_{\mu\mu}/v$  от косинуса питч-угла частицы при разных значениях параметра  $\beta$ . Видно, что с увеличением  $\beta$  рассеяние становится более анизотропным, а значение коэффициента диффузии при  $\mu = 0$  монотонно уменьшается. При сделанных предположениях интенсивность рассеяния КЛ в межпланетной среде определяется транспортным пробегом частицы  $\Lambda$  (4), а анизотропия рассеяния зависит от параметра  $\beta$ .

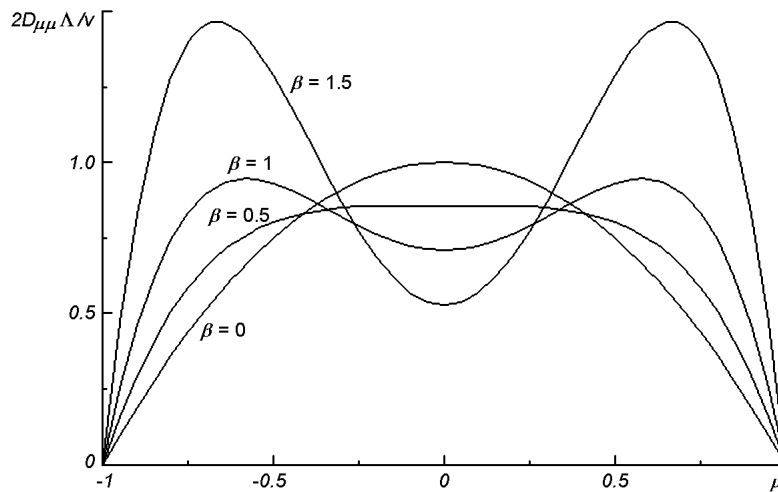


Рис. 1. Зависимость безразмерного коэффициента  $2\Lambda D_{\mu\mu}/v$  от косинуса питч-угла частицы при разных значениях параметра  $\beta$ .

Если отношение транспортного пробега частицы  $\Lambda$  (4) к длине фокусировки  $\zeta$  (2) не зависит от координаты  $z$ , кинетическое уравнение (1) имеет решение вида [9, 19]

$$f(z, \mu) \propto H(z) \exp\{G(\mu)\}, \quad (5)$$

где функция  $G(\mu)$  определяется соотношением [3, 9]:

$$G(\mu) = \frac{v}{2\zeta} \int_0^\mu d\mu \frac{1 - \mu^2}{D_{\mu\mu}}. \quad (6)$$

Если коэффициент диффузии  $D_{\mu\mu}$  описывается соотношением (3), то

$$G(\mu) = \frac{2}{\gamma\sqrt{3\beta(2-\beta)}} \lambda \operatorname{arctg} \left( \mu \sqrt{\frac{3\beta}{2-\beta}} \right), \quad (7)$$

где величина

$$\lambda = \Lambda/\zeta \quad (8)$$

не зависит от координаты  $z$ .

При изотропном рассеянии ( $\beta = 0$ ) функция  $G(\mu)$  (6) пропорциональна косинусу питч-угла частицы

$$G(\mu) = \lambda\mu,$$

а функция распределения КЛ (5) зависит от величины  $\mu$  экспоненциально [3, 5, 9, 19].

#### РЕШЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим распространение СКЛ в случае, когда величина  $\lambda$  (8) не зависит от координат. Запишем кинетическое уравнение (1) в виде:

$$v\mu \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{v\mu}{\zeta} f + \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ \frac{v(1-\mu^2)}{2\zeta} f - D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\} = \frac{\delta(z-z_0)}{16\pi^2 z^2}. \quad (9)$$

Правая часть кинетического уравнения (9) представляет собой постоянный изотропный источник частиц, расположенный в точке  $z_0$ . Учитывая выражение для длины фокусировки (2), получим

$$H \frac{\partial}{\partial z} \frac{v\mu f}{H} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ \frac{v(1-\mu^2)}{2\zeta} f - D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\} = \frac{\delta(z-z_0)}{16\pi^2 z^2}. \quad (10)$$

Концентрация КЛ  $N(z)$  и поток частиц  $J(z)$  определяются следующими соотношениями

$$N(z) = \int d\Omega f(z, \mu) = 2\pi \int_{-1}^1 d\mu f(z, \mu), \quad (11)$$

$$J(z) = \int d\Omega v\mu f(z, \mu) = 2\pi \int_{-1}^1 d\mu v\mu f(z, \mu), \quad (12)$$

где интегрирование проводится по угловым переменным в импульсном пространстве.

Проинтегрировав кинетическое уравнение (10) по  $\mu$  от  $-1$  до  $1$ , получим уравнение

$$H \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{H} J = \frac{\delta(z-z_0)}{4\pi z^2}, \quad (13)$$

соответствующее закону сохранения числа частиц в рассматриваемом стационарном случае. Согласно этому уравнению все частицы, испущенные в единицу времени в точке  $z_0$ , выносятся из данного объема вследствие наличия потока частиц  $J$  (12). Решение уравнения (13) имеет следующий вид:

$$J(z) = \frac{H(z)}{H(z_0)} \frac{\Theta(z - z_0)}{4\pi z_0^2}, \quad (14)$$

где  $\Theta(z)$  — единичная функция Хевисайда. Согласно (14) поток КЛ во внешней области ( $z > z_0$ ) уменьшается с расстоянием пропорционально напряженности регулярного магнитного поля  $H(z)$ , а во внутренней области ( $z < z_0$ ) поток частиц равен нулю, так что функция распределения КЛ изотропна. Решение кинетического уравнения (10), соответствующее выражению для потока частиц (14), во внешней области имеет вид

$$f(z, \mu) = \left( 8\pi^2 v z_0^2 \int_{-1}^1 d\mu \mu \exp\{G(\mu)\} \right)^{-1} \frac{H(z)}{H(z_0)} \exp\{G(\mu)\}, \quad (15)$$

где функция  $G(\mu)$  определена соотношением (6). Во внутренней области ( $z < z_0$ ) функция распределения однородна и изотропна:

$$f = \frac{\int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\}}{16\pi^2 v z_0^2 \int_{-1}^1 d\mu \mu \exp\{G(\mu)\}}. \quad (16)$$

Постоянное значение функции распределения частиц (16) выбрано из условия непрерывности концентрации частиц (11) в точке  $z_0$ . При изотропном рассеянии ( $\beta = 0$ ) выражение для функции распределения (15) существенно упрощается:

$$f(z, \mu) = \frac{1}{16\pi^2 v z_0^2} \frac{H(z)}{H(z_0)} \frac{\lambda^2}{\lambda \operatorname{ch} \lambda - \operatorname{sh} \lambda} \exp(\lambda \mu). \quad (17)$$

Отметим, что при изотропном рассеянии функция распределения (17) зависит от  $\mu$  экспоненциально.

При постоянном значении параметра  $\lambda$  функция  $G$  (7) не зависит от координат, поэтому пространственная зависимость функции распределения (15) определяется исключительно напряженностью регулярного магнитного поля  $H(z)$ . Форма углового распределения частиц остается постоянной в пространстве и зависит только от параметров, характеризующих процесс рассеяния КЛ в межпланетной среде.

При вычислении функции распределения КЛ будем использовать модель межпланетного магнитного поля, предложенную Паркером [1]. Напряженность среднего межпланетного магнитного поля в точке с гелиоцентрическими координатами  $r, \theta$  дается соотношением

$$H(r, \theta) = \frac{r_0^2}{r^2} H_{0r} \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_1^2} \sin^2 \theta}, \quad (18)$$

где  $H_{0r}$  — радиальная составляющая магнитного поля у Солнца (на гелиоцентрическом расстоянии  $r_0$ ),  $r_1 = u/\Omega$ ,  $u$  — скорость солнечного ветра,  $\Omega$  — угловая скорость вращения Солнца. Отметим, что величина  $r_1$  близка к одной астрономической единице. Так, например, при  $u = 400$  км/с и  $\Omega = 2.7 \cdot 10^{-6}$  с<sup>-1</sup> имеем  $r_1 = 0.99$  а. е. Координата  $z$ , соответствующая длине

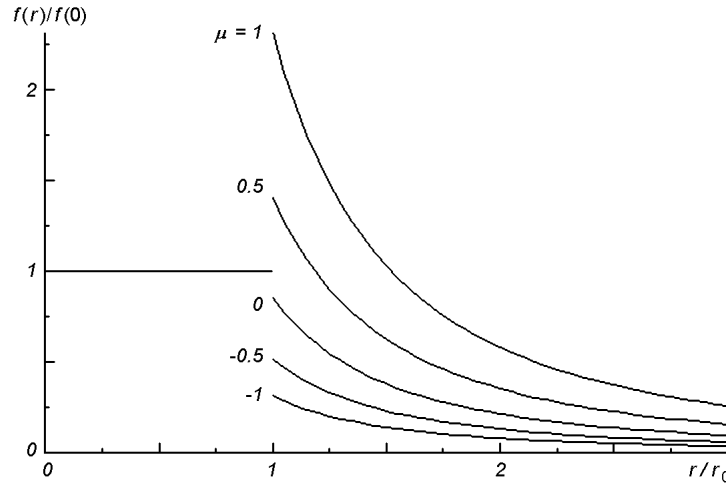


Рис. 2. Зависимость функции распределения частиц от безразмерного гелиоцентрического расстояния ( $r/r_0$ ) в случае изотропного рассеяния частиц для разных значений  $\mu$ .

силовой линии межпланетного магнитного поля, связана с гелиоцентрическими координатами соотношением

$$z = \frac{1}{2} \left\{ r \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_1^2} \sin^2 \theta} + \frac{r_1}{\sin \theta} \ln \left| \frac{r}{r_1} \sin \theta + \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_1^2} \sin^2 \theta} \right| \right\}. \quad (19)$$

При дальнейших расчетах ограничимся только плоскостью гелиоэкватора, следовательно, в формулах (18), (19) положим  $\theta = \pi/2$ .

На рис. 2 приведена зависимость функции распределения частиц от безразмерного гелиоцентрического расстояния ( $r/r_0$ ) в случае изотропного рассеяния частиц для разных значений  $\mu$ . Функция распределения нормирована на постоянное значение (16). Заметим, что во внутренней области ( $r < r_0$ ) значение функции распределения (16) не зависит от координат и питч-угла частицы. Во внешней области число частиц с заданным значением  $\mu$  уменьшается с  $r$  пропорционально напряженности магнитного поля, так что форма углового распределения КЛ не зависит от координат (рис. 2).

Угловое распределение СКЛ существенным образом зависит от анизотропии рассеяния частиц [3, 22, 23]. На рис. 3 приведена зависимость функции распределения (15) от косинуса питч-угла частицы, рассчитанная для четырех значений  $\beta$ : 0 (изотропное рассеяние), 1, 1.5, 1.9. Функция распределения КЛ (15) нормирована на максимальное значение, которое соответствует частицам, движущимся вдоль регулярного магнитного поля в направлении от источника ( $\mu = 1$ ). Параметр  $\lambda$ , характеризующий интенсивность рассеяния частиц, равен единице. Видно, что угловое распределение СКЛ наиболее чувствительно к степени анизотропии рассеяния в области положительных  $\mu$ , т. е. для частиц, движущихся от источника (рис. 3).

Зависимость функции распределения от величины  $\mu$  при разных значениях параметра  $\lambda$  приведена на рис. 4. Сплошные кривые соответствуют анизотропному рассеянию ( $\beta = 1.9$ ), а пунктирные — изотропному. Видно, что с уменьшением интенсивности рассеяния (увеличение параметра  $\lambda$ ) угловое распределение частиц становится все более анизотропным. Заметим, что увеличение величины  $\lambda$  (8) может быть обусловлено ослаблением

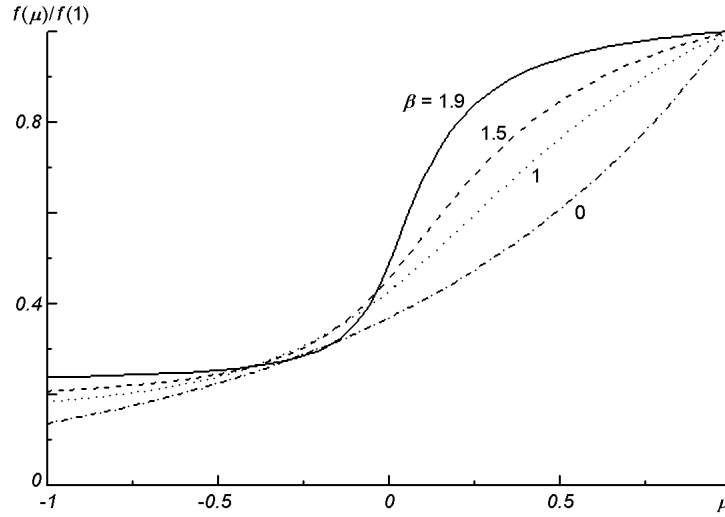


Рис. 3. Зависимость функции распределения (15) от косинуса питч-угла частицы, рассчитанная для четырех значений  $\beta$ : при  $\lambda = 1$

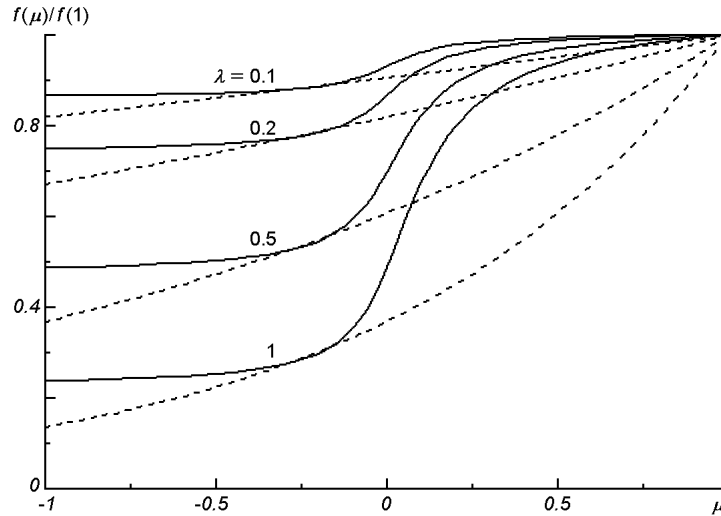


Рис. 4. Зависимость функции распределения от величины  $\mu$  при разных значениях параметра  $\lambda$

рассеяния КЛ, или усилением фокусирующего действия регулярного магнитного поля.

Сравнение функции распределения СКЛ, полученной по наблюдательным данным, усредненным за период протонного события, и решения стационарного кинетического уравнения позволяет получать информацию о характеристиках рассеяния высокоэнергичных заряженных частиц в межпланетной среде [12—14, 23]. Для определения параметров  $\lambda$ ,  $\beta$ , характеризующих рассеяние КЛ, можно воспользоваться величиной анизотропии

$$\xi(z) = \frac{3J(z)}{vN(z)}, \quad (20)$$

которая пропорциональна потоку частиц (14), и величиной анизотропии второго порядка

$$\xi_2(z) = 5 \frac{\int d\Omega P_2(\mu) f(z, \mu)}{N(z)}, \quad (21)$$

пропорциональной второй гармонике разложения функции распределения по полиномам Лежандра. Используя функцию распределения КЛ (15), приходим к формулам

$$\xi = 3 \frac{\int_{-1}^1 d\mu \mu \exp\{G(\mu)\}}{\int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\}}, \quad (22)$$

$$\xi_2 = 5 \frac{\int_{-1}^1 d\mu P_2(\mu) \exp\{G(\mu)\}}{\int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\}}, \quad (23)$$

где функция  $G(\mu)$  определена соотношением (7). При постоянном значении  $\lambda$  величины  $\xi$  (22) и  $\xi_2$  (23) также не изменяются в пространстве, так как в области  $z > z_0$  форма углового распределения частиц не зависит от координат. Во внутренней области ( $z < z_0$ ) функция распределения изотропна, а величины  $\xi$ ,  $\xi_2$  равны нулю. При изотропном рассеянии частиц ( $\beta = 0$ ) соотношения (22), (23) существенно упрощаются:

$$\xi = 3 \left( \text{cth}\lambda - \frac{1}{\lambda} \right),$$

$$\xi_2 = 5 \left( 1 + \frac{3}{\lambda^2} - \frac{3}{\lambda} \text{cth}\lambda \right).$$

#### ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Рассмотренное в предыдущем разделе решение кинетического уравнения при постоянном значении параметра  $\lambda$  (8), по-видимому, слишком упрощенно описывает распространение СКЛ. Длина фокусировки (2) увеличивается с гелиоцентрическим расстоянием. Хотя пробег частиц (4) при этом также увеличивается [17, 21], отношение этих величин  $\lambda$ , вероятно, изменяется в пространстве. Длину фокусировки  $\zeta$  (2) можно вычислить, если известна напряженность межпланетного магнитного поля. Исходя из выражения (18) для напряженности магнитного поля [1] и учитывая соотношение (19), при  $\theta = \pi/2$  получим

$$\zeta = r_1 \frac{\rho(1 + \rho^2)^{3/2}}{2 + \rho^2}, \quad (24)$$

где  $\rho = r/r_1$  — безразмерная координата. Согласно (24) на малых по сравнению с  $r_1$  гелиоцентрических расстояниях длина фокусировки равна  $r/2$ , а при условии  $r \gg r_1$  величина  $\zeta$  пропорциональна  $r^2$ .

Исследования временных профилей интенсивности и анизотропии СКЛ показывают, что предположение о постоянной радиальной составляющей пробега КЛ является хорошим приближением относительно пространственной зависимости величины  $\Lambda$  (4) [17, 18, 21, 23]. При постоянном значении  $\Lambda$ , транспортный пробег зависит от гелиоцентрического расстояния следующим образом:



$$\Lambda = \Lambda_r(1 + \rho^2). \quad (25)$$

С учетом соотношений (24), (25) величина  $\lambda$  (8) может быть записана в виде

$$\lambda = \lambda_0 \frac{2 + \rho^2}{\rho\sqrt{1 + \rho^2}}, \quad (26)$$

где  $\lambda_0 = \Lambda_r/r_1$ . При сделанных предположениях величина  $\lambda$  (26) монотонно убывает с гелиоцентрическим расстоянием, асимптотически приближаясь к значению  $\lambda_0$  при больших  $\rho$ . Рассматриваемое приближенное решение кинетического уравнения применимо при достаточно медленных пространственных изменениях величины  $\lambda$ . Следовательно, соотношение (26) показывает, что для малых (по сравнению с астрономической единицей) гелиоцентрических расстояний данный подход перестает быть корректным.

Функцию распределения КЛ можно представить в виде суммы изотропной и анизотропной составляющих:

$$f(z, \mu) = \frac{1}{4\pi} N(z) + f_1(z, \mu), \quad (27)$$

где  $N$  — концентрация частиц (11), а функция  $f_1$  удовлетворяет условию

$$\int d\Omega f_1(z, \mu) = 0.$$

Согласно закону сохранения числа частиц (13) поток КЛ в стационарном случае описывается соотношением (14). Заметим, что анизотропная составляющая функции распределения должна приводить к правильному значению потока КЛ (14). Представим функцию  $f_1$  в виде

$$f_1(z, \mu) = \delta f(z, \mu) + g(z, \mu), \quad (28)$$

где

$$\delta f(z, \mu) = \Phi(z) \left\{ 2 \frac{\exp\{G(\mu)\}}{\int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\}} - 1 \right\}, \quad (29)$$

$$\Phi(z) = \frac{1}{16\pi^2 v z_0^2} \frac{H(z)}{H(z_0)} \frac{\int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\}}{\int_{-1}^1 d\mu \mu \exp\{G(\mu)\}},$$

причем функцию  $g(z, \mu)$  считаем малой по сравнению с  $\delta f$ . Функция  $\delta f$  (29) по форме совпадает с анизотропной составляющей функции распределения КЛ (15), которая является решением стационарного кинетического уравнения при постоянном значении параметра  $\lambda$ . Однако в данном случае функция  $G$ , которая пропорциональна величине  $\lambda(z)$ , зависит от величины  $z$ . Так как при интегрировании функции  $\delta f$  (29) получаем правильное значение потока частиц (14), функция  $g(z, \mu)$  должна удовлетворять уравнению

$$\int_{-1}^1 d\mu \mu g(z, \mu) = 0.$$

Запишем кинетическое уравнение (10) для функции распределения (27), (28). В первом слагаемом уравнения (10) пренебрежем малой величиной  $g(z, \mu)$ . Приходим к следующему приближенному кинетическому уравнению:

$$\frac{1}{4\pi} v\mu \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{v\mu}{\zeta} \Phi + \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ \frac{v(1-\mu^2)}{2\zeta} g - D_{\mu\mu} \frac{\partial g}{\partial \mu} \right\} + H \frac{\partial}{\partial z} \frac{v\mu \delta f}{H} = \frac{\delta(z-z_0)}{16\pi^2 z^2}. \quad (30)$$

Умножив уравнение (30) соответственно на  $\mu$ ,  $P_2(\mu)$  и  $P_3(\mu)$ , и проинтегрировав по  $\mu$  от  $-1$  до  $1$ , получим следующую систему уравнений

$$\frac{\partial N}{\partial z} + \frac{4\pi}{\zeta} \Phi + \frac{g_2}{\zeta} + \beta \frac{18\gamma}{5\Lambda} g_3 + 2H \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_2}{H} = 0, \quad (31)$$

$$\frac{5\gamma}{7\Lambda} (\beta + 7)g_2 + \frac{g_3}{\zeta} + H \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_3}{H} = 0, \quad (32)$$

$$-\frac{g_2}{\zeta} + \frac{7\gamma}{5\Lambda} (\beta + 5)g_3 + \frac{1}{6} H \frac{\partial}{\partial z} \frac{4f_4 + 3f_2}{H} = 0, \quad (33)$$

где гармоники функции распределения определены соотношениями

$$f_n(z) = \int d\Omega P_n(\mu) \delta f(z, \mu),$$

$$g_n(z) = \int d\Omega P_n(\mu) g(z, \mu),$$

а  $P_n(\mu)$  — полином Лежандра  $n$ -го порядка. В уравнениях (32), (33) мы пренебрегли величинами  $g_n$  при  $n > 3$ . Так как функция  $\delta f$  (29) известна, можно вычислить величины  $f_n(z)$  согласно соотношению

$$f_n(z) = \frac{1}{4\pi v z_0^2} \frac{H(z)}{H(z_0)} \frac{\int_{-1}^1 d\mu P_n(\mu) \exp\{G(\mu)\}}{\int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\}}. \quad (34)$$

Полученная система уравнений (31)–(33) позволяет вычислить концентрацию частиц  $N(z)$ , а также вторую и третью гармоники функции  $g(z, \mu)$ . Из уравнений (32), (33) получим

$$g_2(z) = \left\{ \frac{\gamma(\beta + 7)}{\lambda} + \frac{\lambda}{\gamma(\beta + 5)} \right\}^{-1} \left\{ -\frac{7}{5} \zeta H \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_3}{H} + \frac{\Lambda}{6\gamma(\beta + 5)} H \frac{\partial}{\partial z} \frac{4f_4 + 3f_2}{H} \right\},$$

$$g_3(z) = -\frac{5\gamma(\beta + 7)}{7\lambda} g_2 - \zeta H \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_3}{H}. \quad (35)$$

Учитывая соотношения (34), получим

$$g_2(z) = \frac{1}{4\pi v z_0^2} \frac{H(z)}{H(z_0)} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \left\{ \frac{\gamma(\beta + 7)}{\lambda} + \frac{\lambda}{\gamma(\beta + 5)} \right\}^{-1} \times$$

$$\times \left\{ -\frac{7}{5} \zeta \alpha_3 + \frac{\Lambda}{6\gamma(\beta + 5)} (4\alpha_4 + 3\alpha_2) \right\}, \quad (36)$$

где

$$\alpha_n = \frac{1}{\lambda} \left[ \int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\} \right]^{-2} \left[ \int_{-1}^1 d\mu P_n(\mu) G(\mu) \exp\{G(\mu)\} \int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\} - \right.$$

$$\left. - \int_{-1}^1 d\mu \mu G(\mu) \exp\{G(\mu)\} \int_{-1}^1 d\mu P_n(\mu) \exp\{G(\mu)\} \right].$$

Перейдем в соотношении для второй гармоники (36) от координаты  $z$  к гелиоцентрическому расстоянию  $r$  согласно формуле (19). Продифференцировав выражение (26), получим

$$\frac{\partial \lambda}{\partial z} = -\frac{\lambda_0}{r_1} \frac{3\rho^2 + 2}{\rho^2(1 + \rho^2)^2}. \quad (37)$$

Напомним, что  $\rho = r/r_1$  — безразмерная координата. Если напряженность межпланетного магнитного поля удовлетворяет соотношению (18) [1], то

$$\frac{H(r)}{H(r_0)} = \frac{r_0^2}{r_1^2} \frac{1}{\sqrt{1 + r_0^2/r_1^2}} \frac{\sqrt{1 + \rho^2}}{\rho^2}. \quad (38)$$

Используя соотношения (36)—(38), получим следующее выражение для второй гармоники функции  $g$ :

$$g_2(\rho) = \frac{\lambda_0}{4\pi v r_1^2 \sqrt{1 + r_0^2/r_1^2}} \left\{ \frac{7}{5} \alpha_3 \frac{3\rho^2 + 2}{\rho^3(2 + \rho^2)} - \frac{\lambda_0(4\alpha_4 + 3\alpha_2)}{6\gamma(\beta + 5)} \frac{3\rho^2 + 2}{\rho^4 \sqrt{1 + \rho^2}} \right\} \times \left[ \frac{\gamma(\beta + 7)}{\lambda} + \frac{\lambda}{\gamma\beta + 5} \right]^{-1}. \quad (39)$$

Предполагаем, что источник частиц находится вблизи Солнца, т. е. величина  $z_0$  мала по сравнению с астрономической единицей. В рассматриваемом случае согласно соотношению (19)  $z_0 = r_0$  с хорошей степенью точности. Это равенство было учтено при выводе соотношения (39) из формулы (36).

Полученные соотношения для гармоник функции  $g$  позволяют из уравнения (31), вычислить концентрацию КЛ. Подставим выражения для гармоник (35), (39) в уравнение (31) и перейдем от координаты  $z$  к гелиоцентрическому расстоянию  $r$ . Интегрируя это уравнение по координате от  $r$  до бесконечности, получим следующую формулу для концентрации частиц:

$$N(r) = \frac{1}{4\pi v r_1^2 \sqrt{1 + r_0^2/r_1^2}} \int_{r/r_1}^{\infty} d\rho \frac{\rho^2 + 2}{\rho^3 \sqrt{1 + \rho^2}} \frac{\int_{-1}^1 d\mu \exp\{G(\mu)\}}{\int_{-1}^1 d\mu \mu \exp\{G(\mu)\}} - \frac{\lambda_0}{2\pi v r_1^2 \sqrt{1 + r_0^2/r_1^2}} \int_{r/r_1}^{\infty} d\rho \frac{3\rho^2 + 2}{\rho^4(1 + \rho^2)} \alpha_2 + \int_{r/r_1}^{\infty} d\rho \left\{ \frac{2 + \rho^2}{\rho(1 + \rho^2)} - \frac{18}{7} \frac{\gamma^2 \beta (\beta + 7)}{\lambda_0^2} \frac{\rho}{2 + \rho^2} \right\} g_2(\rho) + \frac{9\gamma\beta}{10\pi v r_1^2 \sqrt{1 + r_0^2/r_1^2}} \int_{r/r_1}^{\infty} d\rho \frac{3\rho^2 + 2}{\rho^3(2 + \rho^2)(1 + \rho^2)} \alpha_3. \quad (40)$$

Полученные соотношения для концентрации частиц и гармоник анизотропной составляющей функции распределения КЛ позволяют оценить величину анизотропии (20) и анизотропии второго порядка (21). Сравнивая вычисленные значения  $\xi$  и  $\xi_2$  с соответствующими наблюдаемыми величинами, усредненными за период протонного события, можно определить параметры рассеяния КЛ в межпланетной среде. Из выражения для потока частиц (14) и соотношения (38) получаем

$$\xi = \frac{3}{4\pi v r_1^2 \sqrt{1 + r_0^2/r_1^2}} \frac{\sqrt{1 + \rho^2}}{\rho^2} \frac{1}{N}, \quad (41)$$

где концентрация  $N$  частиц определена формулой (40).

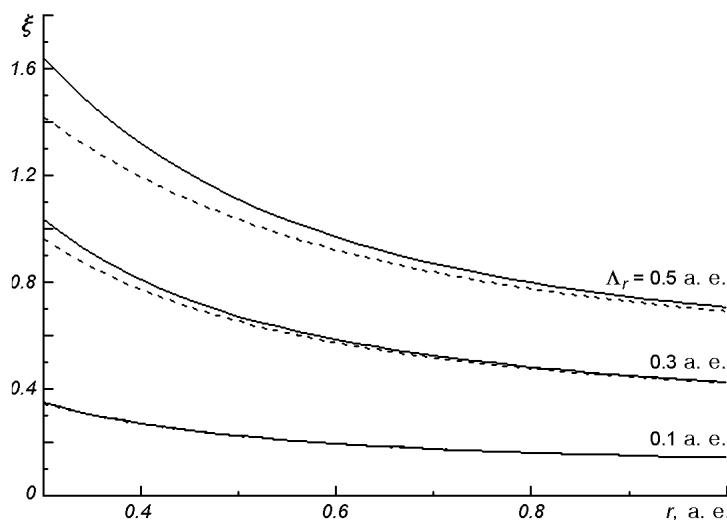


Рис. 5. Зависимость анизотропии КЛ (41) от гелиоцентрического расстояния для различных значений радиального пробега. Сплошные кривые соответствуют изотропному рассеянию, штриховые — анизотропному ( $\beta = 1.8$ )

На рис. 5 представлена зависимость анизотропии КЛ (41) от гелиоцентрического расстояния для различных значений радиального пробега, который предполагается постоянным. Сплошные кривые соответствуют изотропному рассеянию, а штриховые — анизотропному ( $\beta = 1.8$ ). Видно, что величина анизотропии убывает с гелиоцентрическим расстоянием, причем при заданных значениях  $r$ ,  $\Lambda_r$  анизотропному рассеянию соответствует меньшее значение анизотропии. Известно, что анизотропия углового распределения КЛ определяется в основном интенсивностью рассеяния частиц и почти не чувствительна к анизотропии процесса рассеяния [4, 23]. Действительно, видно, что при малых значениях транспортного пробега (например,  $\Lambda_r = 0.1$  а. е.) значения анизотропии при изотропном и анизотропном рассеянии практически не отличаются во всем диапазоне гелиоцентрических расстояний. При менее интенсивном рассеянии ( $\Lambda_r = 0.3$  а. е. и  $\Lambda_r = 0.5$  а. е.), отличие величины  $\xi$  для анизотропного и изотропного рассеяния становится заметным, особенно для малых гелиоцентрических расстояний. Отметим, что известное экспериментальное значение анизотропии углового распределения СКЛ позволяет определить интервал возможных значений транспортного пробега частиц, однако не дает возможности оценить анизотропию процесса рассеяния КЛ в межпланетной среде.

Чтобы определить параметры рассеяния КЛ ( $\Lambda$ ,  $\beta$ ), необходимо, кроме величины анизотропии  $\xi$  (20), вычислить также значение анизотропии второго порядка  $\xi_2$  (21). Если известна вторая гармоника функции распределения КЛ (34), (39) и концентрация частиц (40), величина  $\xi_2$  (21) может быть вычислена по формуле

$$\xi_2 = 5 \frac{f_2 + g_2}{N}. \quad (42)$$

Зависимость анизотропии второго порядка (42) от гелиоцентрического расстояния представлена на рис. 6. Сплошные кривые относятся к изотропному рассеянию, а штриховые — к анизотропному с  $\beta = 1.8$ . Величина  $\xi_2$

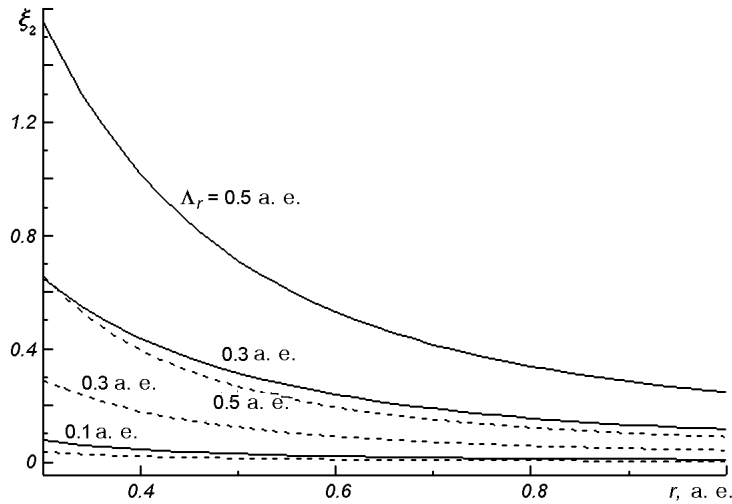


Рис. 6. Зависимость анизотропии второго порядка (42) от гелиоцентрического расстояния. Сплошные кривые относятся к изотропному рассеянию, штриховые — к анизотропному с  $\beta = 1.8$

уменьшается с увеличением гелиоцентрического расстояния, причем при одной и той же величине пробега изотропному рассеянию соответствуют большие значения  $\xi_2$ . Видно, что в отличие от  $\xi$  величина  $\xi_2$  существенным образом зависит от анизотропии процесса рассеяния.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Угловое распределение СКЛ, усредненное за период солнечной вспышки, несет важную информацию о параметрах рассеяния частиц высокой энергии в межпланетных магнитных полях [12—14, 23]. В настоящей работе, сравнивая соотношения для анизотропии углового распределения СКЛ (41), (42) и экспериментальные значения соответствующих величин, для некоторых протонных событий оценим параметры  $\Lambda$  и  $\beta$ , характеризующие интенсивность и анизотропию рассеяния КЛ.

Вспышка СКЛ 8 апреля 1978 г. наблюдалась на космическом аппарате «Гелиос-1» на гелиоцентрическом расстоянии 0.52 а. е. при скорости солнечного ветра  $u = 390$  км/с [3]. Событие характеризовалось значительной анизотропией углового распределения КЛ, сохранявшейся длительный период времени. Такое распределение СКЛ было обусловлено длительной инжекцией частиц вблизи Солнца и слабым рассеянием КЛ в межпланетной среде [3, 21]. Зная скорость солнечного ветра, легко вычислить длину фокусировки (24) и относительную величину напряженности межпланетного магнитного поля (38). Задав величину радиального пробега КЛ  $\Lambda_r$ , можно найти значение безразмерного параметра  $\lambda$  (26), определяющего относительное влияние процессов рассеяния и фокусировки на распространение КЛ.

Таким образом, полученные выше соотношения позволяют по заданным значениям  $\Lambda$  и  $\beta$  вычислить величины  $\xi$  и  $\xi_2$ , характеризующие анизотропию углового распределения СКЛ в данной точке пространства. Сравнение рассчитанных значений анизотропии СКЛ с соответствующими экспериментальными величинами позволяет оценить значения параметров рассеяния КЛ в межпланетной среде. Во время события СКЛ 8 апреля 1978 г. на космическом аппарате «Гелиос-1» для протонов с энергиями 4—13 МэВ зарегистрированы значения  $\xi = 1.78$ ,  $\xi_2 = 1.12$  [3]. Согласно нашим расчетам

на гелиоцентрическом расстоянии  $r = 0.52$  а. е. им соответствуют такие значения параметров рассеяния:  $\Lambda_r = 1.06$  а. е.;  $\beta = 1.6$ . При данном значении радиальной составляющей транспортный пробег КЛ (25) равен 1.37 а. е. Вывод об анизотропном характере рассеяния КЛ во время этого протонного события согласуется с результатами работы [3]. Отметим, что в работе [3] получено значение для транспортного пробега  $\Lambda = 1.05$  а. е. Существенно меньшее значение пробега  $\Lambda = 0.45$  а. е. определено на основании анализа временных профилей интенсивности и анизотропии СКЛ [17].

Еще одно событие СКЛ со слабым рассеянием частиц в межпланетном пространстве произошло 16 февраля 1984 г. [5, 7]. Эта вспышка СКЛ характеризовалась быстрым увеличением интенсивности КЛ и значительной длительной анизотропией углового распределения частиц. Измерено относительно низкое значение скорости солнечного ветра в этот период  $u = 280$  км/с [5, 7]. Среднее значение анизотропии СКЛ по наблюдениям на мировой сети нейтронных мониторов во время главной фазы этой вспышки составило  $\xi = 1.24$  [5]. Согласно нашим расчетам ему соответствует интервал значений радиального пробега КЛ  $0.9$  а. е.  $< \Lambda_r < 1.0$  а. е., причем нижняя граница интервала получена для изотропного рассеяния. Переходя к транспортному пробегу КЛ по формуле (25), получим  $1.9$  а. е.  $< \Lambda < 2.1$  а. е. Данные значения  $\Lambda$  согласуются с оценками [5, 7], согласно которым пробег КЛ для события 16 февраля 1984 г. превышает значение 2 а. е.

Протонное событие 28 марта 1976 г. было зарегистрировано на космическом аппарате «Гелиос-2» на гелиоцентрическом расстоянии 0.495 а. е. [4, 12, 17]. Скорость солнечного ветра в период вспышки составляла  $u = 350$  км/с [12]. Для протонов в энергетическом интервале 4–13 МэВ получены следующие значения анизотропии первого и второго порядка:  $\xi = 0.659$ ;  $\xi_2 = 0.251$  [12]. Расчеты показывают, что такие значения  $\xi$  и  $\xi_2$  соответствуют изотропному рассеянию с величиной радиального пробега  $\Lambda_r = 0.28$  а. е. Это значение близко к оценке  $\Lambda_r = 0.25$  а. е. [12] и несколько меньше оценки  $\Lambda_r = 0.35$  а. е. [17]. При скорости солнечного ветра 350 км/с для транспортного пробега КЛ получаем значение  $\Lambda = 0.38$  а. е., что несколько меньше, чем оценка  $\Lambda = 0.45$  а. е. [17], значительно меньше, чем значение  $\Lambda = 0.7$  а. е., рассчитанное для данного события в работе [4]. Вероятно, такое большое значение транспортного пробега КЛ, полученное в работе [4], объясняется предположением о том, что длина фокусировки не зависит от пространственных координат. Отметим, что в отличие от наших результатов об изотропном рассеянии КЛ в данном событии, в работе [12] сделан вывод об анизотропном характере рассеяния частиц с асимметричным коэффициентом диффузии КЛ  $D_{\mu}$ .

Вспышка СКЛ 19 ноября 1981 г. наблюдалась на космическом аппарате «Гелиос-1» на гелиоцентрическом расстоянии  $r = 0.641$  а. е., при скорости солнечного ветра  $u = 400$  км/с [12, 17]. Интенсивность рассеяния КЛ была достаточно слабой, что обусловило значительную анизотропию углового распределения частиц [12, 17]. Для протонов с энергиями 4–13 МэВ зарегистрированы следующие величины:  $\xi = 1.063$ ,  $\xi_2 = 0.306$  [12]. Согласно нашим оценкам такие значения согласуются с радиальным пробегом  $\Lambda_r = 0.62$  а. е. и параметром  $\beta = 1.8$ . Близкие значения радиальных пробегов приведены в работах [12] ( $\Lambda_r = 0.55$  а. е.) и [17] ( $\Lambda_r = 0.5$  а. е.). Для транспортного пробега КЛ (25) получаем значение  $\Lambda = 0.88$  а. е., которое несколько превышает величину  $\Lambda = 0.72$  а. е. [17]. Отметим, что согласно расчетам [12, 13] протонное событие 19 ноября 1981 г. характеризуется выраженной анизотропией процесса рассеяния КЛ, что хорошо согласуется с нашими результатами.

Рассеяние КЛ во время события 10 июня 1981 г. было гораздо более интенсивным. Эта вспышка СКЛ была зарегистрирована на космическом аппарате «Гелиос-1» ( $r = 0.317$  а. е., при скорости солнечного ветра  $u = 300$  км/с) [12]. Интенсивное рассеяние КЛ в межпланетной среде обусловило относительно небольшую анизотропию углового распределения частиц. Для релятивистских электронов в энергетическом интервале 0.3—0.8 МэВ получены следующие значения  $\xi = 0.226$ ,  $\xi_2 = 0.101$  [12]. Анизотропия углового распределения КЛ в турбулентном межпланетном магнитном поле определяется главным образом интенсивностью рассеяния частиц, т. е. величиной транспортного пробега [12, 14, 23]. Действительно, при малых значениях  $\Lambda$  величина  $\xi$  фактически не зависит от параметра  $\beta$ , характеризующего анизотропию процесса рассеяния КЛ (рис. 5). Согласно нашим расчетам значению  $\xi = 0.226$  соответствует радиальный пробег  $\Lambda_r = 0.066$  а. е., который несколько превышает величину пробега  $\Lambda_r = 0.050$  а. е., полученную ранее [12, 17]. При радиальном пробеге 0.066 а. е. и скорости солнечного ветра 300 км/с транспортный пробег релятивистских электронов (25) равен  $\Lambda = 0.078$  а. е. При интенсивном рассеянии частиц (небольшой пробег  $\Lambda$ ) анизотропия второго порядка  $\xi_2$  оказывается значительно меньше анизотропии первого порядка  $\xi$  (рис. 5, 6). Согласно расчетам на гелиоцентрическом расстоянии  $r = 0.317$  а. е. при  $\Lambda_r = 0.066$  а. е. величина  $\xi_2$  оказывается в несколько раз меньше экспериментального значения  $\xi_2 = 0.101$ . Такое большое значение второй гармоники углового распределения релятивистских электронов, наблюдаемое в событии 10 июня 1981 г., может быть обусловлено отклонением силовых линий межпланетного магнитного поля от спиральной формы, или сложной структурой турбулентных магнитных полей (переменяемость магнитогидродинамической турбулентности [13]).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получено приближенное решение кинетического уравнения, которое справедливо, когда параметр  $\lambda$  (8) достаточно медленно изменяется в пространстве. Исходя из экспериментальных данных об анизотропии углового распределения частиц, для некоторых солнечных протонных событий сделаны оценки транспортного пробега и параметра  $\beta$ , характеризующего анизотропию процесса рассеяния КЛ. Вычисленные значения пробегов КЛ существенным образом изменяются от события к событию. Так, например,  $\Lambda \approx 2$  а. е. для вспышки 16 февраля 1984 г. и  $\Lambda \approx 0.08$  а. е. для события 10 июня 1981 г. Рассчитанные значения транспортных пробегов КЛ согласуются с соответствующими величинами, приведенными в других работах [3, 5, 7, 12, 13, 17, 23]. Анизотропия процесса рассеяния КЛ также испытывает значительные вариации. Согласно нашим оценкам рассеяние КЛ в событии 28 марта 1976 г. близко к изотропному, а во время вспышки 19 ноября 1981 г. рассеяние частиц имеет выраженный анизотропный характер ( $\beta = 1.8$ ). В то же время расчеты показывают, что сделанные предположения о рассеянии частиц высокой энергии в турбулентных межпланетных магнитных полях являются слишком упрощенными, чтобы объяснить относительно большую величину второй гармоники углового распределения релятивистских электронов в событии 10 июня 1981 г.

1. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде. — М.: Мир, 1965.—362 с.
2. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.—302 с.

3. *Beeck J., Wibberenz G.* Pitch angle distribution of solar energetic particles and the local scattering properties of the interplanetary medium // *Astrophys. J.*—1986.—**311**, N 1.—P. 437—450.
4. *Bieber J. W., Earl J. A., Green G., et al.* Interplanetary pitch angle scattering and coronal transport of solar energetic particles: New information from Helios // *J. Geophys. Res.*—1980.—**85**, N A5.—P. 2313—2323.
5. *Bieber J. W., Evenson P. A., Pomerantz M. A.* Focusing anisotropy of solar cosmic rays // *J. Geophys. Res.*—1986.—**91**, N A8.—P. 8713—8724.
6. *Chuvilgin L. G., Ptuskin V. S.* Anomalous diffusion of cosmic rays across the magnetic field // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**279**, N 1.—P. 278—297.
7. *Debrunner H., Fluckiger E., Gradel H., et al.* Observations related to the acceleration, injection and interplanetary propagation of energetic protons during the solar cosmic ray event on February 16, 1984 // *J. Geophys. Res.*—1988.—**93**, N A7.—P. 7206—7216.
8. *Dorman L. I., Katz M. E., Stehlik M.* Cosmic ray kinetics in a strong large-scale magnetic field: A transverse diffusion // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*—1990.—**41**, N 5.—P. 312—324.
9. *Earl J. A.* Analytical description of charged particle transport along arbitrary guiding field configuration // *Astrophys. J.*—1981.—**251**, N 2.—P. 739—755.
10. *Earl J. A.* The effect of convection upon charged particle transport in random magnetic fields // *Astrophys. J.*—1984.—**278**, N 2.—P. 825—840
11. *Hasselmann K., Wibberenz G.* Scattering of charged particles by random electromagnetic fields // *Z. Geophys.*—1968.—**34**, N 2.—P. 353—388.
12. *Hatzky R.* Angular distributions of energetic charged particles and the scattering properties of interplanetary medium: Ph. D. Thesis. — Univ. of Kiel, 1996.—P. 1—247.
13. *Hatzky R., Wibberenz G.* Angular distributions of solar energetic particles and the nature of pitch angle scattering // *Proc. 25-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Durban, 1997.—Vol. 1.—P. 273—276.
14. *Hatzky R., Wibberenz G., Bieber J. W.* Pitch angle distribution of solar energetic particles and the transport parameters in interplanetary space // *Proc. 24-th Intern. Cosmic Ray Conf.* — Rome, 1995.—Vol. 4.—P. 261—264.
15. *Jokipii J. R.* Cosmic ray propagation. 1. Charged particles in a random magnetic field // *Astrophys. J.*—1966.—**146**, N 2.—P. 480—487.
16. *Kaghashvili E. Kh., Zank G. P., Lu J. Y., Droge W.* Transport of energetic charged particles. 2. Small-angle scattering // *J. Plasma Phys.*—2004.—**70**, part 5.—P. 505—532.
17. *Kallenrode M.-B.* Particle propagation in the inner heliosphere // *J. Geophys. Res.*—1993.—**98**, N A11.—P. 19037—19047.
18. *Kallenrode M.-B., Wibberenz G., Hucke S.* Propagation conditions of relativistic electrons in the inner heliosphere // *Astrophys. J.*—1992.—**394**, N 1.—P. 351—356.
19. *Kunstmann J. E.* A new transport mode for energetic charged particles in magnetic fluctuations superposed on diverging mean field // *Astrophys. J.*—1979.—**229**, N 2.—P. 812—820.
20. *Schlickeiser R.* Cosmic-ray transport and acceleration // *Astrophys. J.*—1989.—**336**, N 1.—P. 243—263.
21. *Wanner W., Wibberenz G.* A study of the propagation of solar energetic protons in the inner heliosphere // *J. Geophys. Res.*—1993.—**98**, N A3.—P. 3513—3528.
22. *Wibberenz G., Green G.* New methods and results in the field of interplanetary propagation // *Proc. 11-th Europ. Cosmic Ray Symp.: Invited Talks; Balatonfured, Aug. 1988.* — Budapest, 1989.—P. 51—90.
23. *Wibberenz G., Hatzky R., Bieber J. W.* Scattering properties of the interplanetary medium obtained from angular distribution of solar energetic particles // *Proc. Eight Intern. Solar Wind Conf.* — Dann Point, CA (USA), 25—30 June, 1995.—1996.—P. 260—263.

Поступила в редакцию 16.12.04