КИНЕМАТИКА
И ФИЗИКА
НЕБЕСНЫХ
ТЕЛ том **16** № **1** **2000**

УДК 523.1-65

Ускорение космических лучей при их рассеянии на движущихся с регулярной скоростью массивных рассеивателях

Б. А. Шахов

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины,
03680, ГСП, Киев-127, Голосиив

Исходя из модели, представляющей космические магнитные поля в виде движущихся массивных рассеивателей, с которыми сталкиваются легкие частицы космических лучей, изучается процесс изменения их энергии. Рассматривается движение рассеивателей с регулярной радиальной скоростью в сферически-симметричной области, от границы которой частицы упруго отражаются. Для специально выбранного начального распределения плотности частиц строится точное аналитическое решение соответствующей краевой задачи. Из него вытекает, что в такой системе происходит ускорение частиц. Хотя в основе ускорения лежит механизм Ферми I рода, уравнение, описывающее процесс ускорения, по форме аналогично уравнению, которое описывает статистический механизм ускорения.

ПРИСКОРЕННЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ ПРИ ЇХ РОЗСІЮВАННІ НА МАСИВНИХ РОЗСІЮВАЧАХ, ЩО РУХАЮТЬСЯ ІЗ РЕГУЛЯРНОЮ ШВИДКІСТЮ, Шахов Б. О. — Виходячи з моделі, яка подає космічні магнітні поля у вигляді масивних рухомих розсіювачів, з якими стикаються легкі частки космічних променів, вивчається процес зміни їх енергії. Розглядається рух розсіювачів із регулярною радіальною швидкістю у сферично-симетричній області, від межі якої частки пружно відбиваються. Для спеціально вибраного початкового розподілу густини часток будується точний аналітичний розв'язок відповідної граничної задачі. Із нього випливає, що в такій системі відбувається прискорення часток. Хоча в основу прискорення покладено механізм Фермі I роду, рівняння, що описує процес прискорення, за формою аналогічне рівнянню, яке описує статистичний механізм прискорення.

ACCELERATION OF COSMIC RAYS IN THEIR SCATTERING ON MASSIVE SCATTERERS MOVING WITH A REGULAR VELOCITY, by Shakhov B. A. — Based on the model representing cosmic magnetic fields as moving massive scatterers with which light cosmic ray (CR) particles collide, we examine the process of particle energy change. The particles are elastically reflected from the boundary of a spherically symmetric region in which scatterers move with a regular radial velocity. An exact analytical solution of the corresponding boundary-value problem is built for a specially chosen initial density distribution of particles. This solution suggests that particles are

accelerated in such a system. Although the Fermi acceleration of the first kind operates in this case, the equation describing the acceleration processes is similar to the equation which describes the statistical acceleration.

Как известно [2], космические лучи (КЛ) состоят из заряженных частиц высокой энергии, в основном протонов. Взаимодействуя с космическими магнитными полями, КЛ рассеиваются на них, и при движении этих полей могут изменять свою энергию. Движение магнитных полей происходит из-за их «вмороженности» в космическую плазму. Наличие турбулентных процессов в плазме приводит к тому, что в общем случае космические магнитные поля случайны [8]. При столкновении заряженной частицы с движущимся магнитным полем возникает не равное нулю электрическое поле, которое изменяет энергию частицы. При встречном столкновении частица приобретает энергию, а при догоняющем — теряет [12, 13]. Если скорость движения магнитного поля является величиной регулярной. а не случайной, то, как показано в работах [12, 13], можно рассматривать взаимодействие заряженных частиц с магнитным полем как упругое отражение легких частиц от движущихся магнитных рассеивателей. При этом частицы могут как набирать энергию, так и терять ее. Это физическое явление лежит в основе механизма ускорения Ферми I рода.

Наличие случайной составляющей скорости магнитного поля с ненулевой дисперсией хорошо описывается моделью «магнитных облаков» [4]. Ранее этот подход был применен для описания механизма ускорения КЛ в оболочках Сверхновых [3]. Если пренебречь регулярной составляющей скорости магнитного поля, то «магнитные облака» совершают беспорядочные движения около положения равновесия, а степени свободы частиц и рассеивателей находятся в статистическом равновесии. Встречных столкновений частиц с рассеивателями в этом случае будет больше, чем догоняющих, так как относительная скорость встречного столкновения больше, чем у догоняющего. То есть, имеет место ускорение частиц, процесс описывается диффузией частиц в пространстве импульсов [4], а в обычном пространстве распределение частиц однородно. Этот процесс соответствует механизму ускорения Ферми II рода.

Рассмотрим регулярное движение рассеивателей при полном отсутствии случайной составляющей скорости. В этом случае добиться превышения количества встречных столкновений частиц с рассеивателями над догоняющими можно таким образом. Предположим, навстречу рассеивателям летит больше частиц, чем вдогонку. Это означает, что существует градиент плотности частиц, причем скалярное произведение между вектором градиента и вектором скорости рассеивателей — величина положительная [11]. Наличие градиента плотности частиц и движущихся рассеивателей приводит к наличию потока частиц в пространстве [5]. Поток частиц из единицы объема усложнит процесс обмена энергией между рассеивателями и КЛ, поэтому желательно устранить его влияние. Это можно сделать следующим образом.

Рассмотрим сферически-симметричную область, в которой рассеиватели движутся с постоянной скоростью и направленной от центра области. Пусть эта область ограничена сферическим экраном, упруго отражающим легкие частицы. Условие упругого отражения эквивалентно тому, что поток частиц через экран радиуса r_0 равен нулю. В силу симметрии области поток частиц в ее центре также равен нулю. Для описания рассеяния легких частиц введем коэффициент диффузии КЛ κ, который в данной модели будем считать постоянным. Основной характеристикой КЛ будем считать их плотность $N(r, p, t)$, где r — расстояние от центра области до данной точки, p — модуль импульса частицы, t — время. Основное уравнение, которому удовлетворяет величина $N(r, p, t)$, и выражение для потока частиц, впервые полученные в работе [4], имеют вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}r^2\kappa\frac{\partial N}{\partial r} - u\frac{\partial N}{\partial r} + \frac{2}{3}\frac{u}{r}p\frac{\partial N}{\partial p}, \tag{1}$$

$$J = -\kappa\frac{\partial N}{\partial r} - \frac{up}{3}\frac{\partial N}{\partial p}. \tag{2}$$

Независимым образом аналогичные уравнения, но для других энергетических переменных, были получены в работах [7, 10, 14]. Из выражений (1) и (2) легко получить (см. [6]) уравнение для потока $J(r, p, t)$ при условиях постоянства u и κ:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}r^2\kappa J - u\frac{\partial J}{\partial r} + \frac{2}{3}\frac{u}{r}p\frac{\partial J}{\partial p}, \tag{3}$$

Для граничных условий, обсужденных выше:

$$J(r_0, p, t) = 0,\ J(0, p, t) = 0, \tag{4}$$

а также начального распределения частиц, удовлетворяющего условию

$$J(r, p, 0) = -\kappa\frac{\partial N(r, p, 0)}{\partial r} - \frac{up}{3}\frac{\partial N(r, p, 0)}{\partial p} = 0, \tag{5}$$

решение краевой задачи (3)—(5) согласно [1] будет иметь вид

$$J(r_0, p, t) = 0. \tag{6}$$

Для плотности $N(r, p, t)$ из (1), (2) и (6) получим систему уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{\partial N}{\partial t} = \dfrac{1}{r^2}\dfrac{\partial}{\partial r}r^2\kappa\dfrac{\partial N}{\partial r} - u\dfrac{\partial N}{\partial r} + \dfrac{2}{3}\dfrac{u}{r}p\dfrac{\partial N}{\partial p}, \\ -\kappa\dfrac{\partial N}{\partial r} - \dfrac{up}{3}\dfrac{\partial N}{\partial p} = 0, \end{cases} \tag{7}$$

к которой добавляем начальное условие

$$N(r, p, t) = \varphi(r, p), \tag{8}$$

где $\varphi(r, p)$ удовлетворяет условию (5).

Система уравнений (7) позволяет исключить в производных зависимость от одного их переменных. Исключая $(\partial N)/(\partial r)$, получим

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}p^2 D(p)\frac{\partial N}{\partial p}, \tag{9}$$

где $D(p) = u^2p^2/(9\kappa)$.

Уравнение (9) по форме совпадает с уравнением, описывающим статистическое ускорение КЛ плазменной турбулентностью [2, 9], хотя, как видно из постановки задачи, в основе процесса ускорения лежит механизм Ферми I рода [12, 13].

Исключая $(\partial N)/(\partial p)$ из системы (7), получим

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \kappa\frac{\partial^2 N}{\partial r^2} - u\frac{\partial N}{\partial r}. \tag{10}$$

Это уравнение описывает диффузию и перенос частиц.

Выберем теперь в качестве начального распределения

$$\varphi(r, p) = \frac{1}{p_0^2}\delta\left\{p\exp\left[-\frac{u(r - r_0)}{3\kappa}\right] - p_0\right\}, \tag{11}$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, а $\varphi(r, p)$ удовлетворяет условию (5). Решая задачу с начальным условием (9), (11) или (10), (11) — при этом в качестве параметра выступает переменная r или p соответственно, можно получить точное аналитическое решение:

$$N(r, p, t) = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\kappa}{\pi t}}\,\frac{1}{u(pp_0)^{3/2}} \times$$

$$\times \left\{\frac{u(r - r_0)}{2\kappa} - \frac{u^2 t}{4\kappa} - \frac{9}{4}\,\frac{\kappa}{u^2 t}\left[\ln\frac{p}{p_0} + \frac{u(r - r_0)}{3\kappa}\right]^2\right\}. \qquad (12)$$

Выражение (12) удовлетворяет системе уравнений (7), уравнениям (9), (10) и начальному условию (11), а также граничным условиям (4).

Начальное условие (11) означает, что в начальный момент времени в системе есть частицы с модулями импульса в интервале от $p_0\exp[-ur_0/(3\kappa)]$ до p_0. Таким образом, решение (12) показывает наличие частиц в рассматриваемой области с модулями импульса больше p_0, т. е. происходит ускорение частиц. Это естественно, так как модель строилась так, чтобы обеспечить преимущество встречным столкновениям перед догоняющими, а также чтобы исключить влияние потока частиц в пространстве на обмен энергией между КЛ и рассеивателями.

В заключение можно сказать, что в модели, предложенной выше, реализован процесс ускорения космических лучей на основе регулярного механизма Ферми I рода, при этом основное уравнение и его решения характерны для описания статистического ускорения частиц. В реальных условиях такая ситуация может быть, например, в двойной системе, когда одна звезда вспыхивает как Сверхновая и сбрасывает часть своей оболочки на вторую звезду, которая обладает звездным ветром.

Работа была выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований, проект № 5/1791-98.

1. *Бабич В. М., Капилевич М. Б., Михлин С. Г. и др.* Линейные уравнения математической физики. — М.: Наука, 1964.—368 с.
2. *Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др.* Астрофизика космических лучей. — М.: Наука, 1984.—358 с.
3. *Гинзбург В. Л., Пикельнер С. Б., Шкловский И. С.* К вопросу о механизме ускорения частиц в оболочке Новых и Сверхновых звезд // Астрон. журн.—1955.—**32**, № 6.—С. 503—513.
4. *Долгинов А. З., Топтыгин И. Н.* Многократное рассеяние заряженных частиц в случайном магнитном поле // Журн. эксперим. и теор. физ.—1966.—**51**..—С. 1771—1782.
5. *Долгинов А. З., Топтыгин И. Н.* Теория движения космических частиц в межпланетных магнитных полях // Тр. 5-й Всесоюз. шк. по космофизике. — Апатиты, 1968.—С. 167—182.
6. *Дорман Л. И., Кац М. Е., Носов С. Ф. и др.* О движении космических лучей в межпланетном магнитном поле // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1981.—**45**, № 7.—С. 1285—1286.
7. *Крымский Г. Ф.* Диффузионный механизм суточной вариации космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия.—1964.—**4**, № 6.—С. 977—982.
8. *Паркер Е.* Космические магнитные поля. — М.: Мир, 1982.—Ч. 1.—604 с.; Ч 2.—469 с.
9. *Топтыгин И. Н.* Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.—302 с.
10. *Dorman L. I.* Cosmic ray propagation in the interplanetary space // Proc. 9th Int. Cosmic Ray conf., London 1965.—1.—P. 292—296.
11. *Dorman L. I., Katz M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A.* Variations of cosmic-ray energy in interplanetary space // Astrophys. Space Sci.—1983.—**94**.—P. 43—95.
12. *Fermi E.* Of the origin of the cosmic radiation // Phys. Rev.—1949.—**75**.—P. 1169—1174.
13. *Fermi E.* Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation // Astrophys. J.—1954.—**119**, N 1.—P. 1—6.
14. *Parker E. N.* The passage of energetic charged particles through interplanetary space // Planet. Space Sci.—1965.—**13**.—P. 9—49.

Поступила в редакцию 22.10.99