

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 523.165

ВЛИЯНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
В ГАЛАКТИКЕ НА ИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Н. Н. Калмыков, А. В. Тимохин

(НИИЯФ; кафедра космических лучей и физики космоса)

В рамках комбинированного подхода, основанного на использовании диффузионной модели распространения космических лучей (КЛ) и прямого моделирования их траекторий в Галактике, осуществлены расчеты энергетического спектра и времени жизни КЛ в области энергий $10^{14} - 10^{19}$ эВ. Показано, что значительное увеличение наклона наблюдаемого спектра КЛ по сравнению с их спектром в источниках, обусловленное зависимостью времени жизни КЛ от энергии, имеет место лишь в сравнительно узком (1–2 порядка) интервале первичных энергий. Это обстоятельство осложняет проблему согласования наблюдаемого энергетического спектра с предсказаниями стандартной модели ускорения КЛ ударными волнами.

Введение

Вопрос о происхождении космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий является одной из важнейших задач астрофизики. Поскольку энергетический спектр КЛ у Земли не совпадает со спектром в источниках, исследование источников тесно связано с исследованием процессов распространения КЛ в Галактике, для чего существенно знание магнитных полей Галактики. Однако вопрос о точной конфигурации магнитного поля Галактики остается открытым [1–4].

Не решен окончательно и вопрос о том, каким образом КЛ ускоряются до энергий, на несколько порядков превышающих энергии, достигнутые современными коллайдерами. Хотя популярная модель ускорения КЛ ударными волнами в расширяющихся оболочках сверхновых (см., напр., [5, 6]) почти приобрела в настоящее время статус «стандартной теории», в ней остается ряд нерешенных проблем. Не вполне ясна и возможная роль других механизмов ускорения, приводящих к иным энергетическим спектрам КЛ в источниках [1].

Справедливость тех или иных представлений проверяется расчетом энергетического спектра первичного космического излучения в рамках соответствующих предположений о плотности источников КЛ, виде спектра КЛ в них и конфигурации галактического магнитного поля. Для диапазона энергий $E < 10^{17}$ эВ может быть использована диффузионная модель, в которой энергетический спектр КЛ рассчитывается путем решения уравнения диффузии для плотности КЛ в Галактике. При более высоких энергиях диффузионная модель перестает быть справедливой и необходимо непосредственно осуществлять численный расчет траекторий движения частиц КЛ в магнитных полях Галактики. Данный метод работает тем лучше, чем больше энергия частицы,

поскольку время расчета одной траектории обратно пропорционально энергии частицы.

Поэтому в данной работе расчет спектра КЛ в диапазоне энергий $10^{14} - 10^{19}$ эВ был выполнен в рамках комбинированного подхода: с использованием диффузионной модели и метода численного интегрирования траекторий частиц КЛ. Были получены зависимости времени жизни космических лучей и количества пройденного ими вещества от энергии и оценен энергетический спектр в источниках.

1. Предположения расчета

Высокая изотропия и сравнительно долгое удержание КЛ в Галактике (около 10^7 лет для дисковой модели) указывают на диффузионный характер движения частиц в межзвездных магнитных полях. В этом случае движение частиц описывается соответствующим тензором [1, 3, 7]. В пренебрежении ядерной фрагментацией и энергетическими потерями стационарное уравнение диффузии для плотности КЛ имеет вид

$$-\nabla_i D_{ij}(r) \nabla_j N(r) = Q(r). \quad (1)$$

Здесь $Q(r)$ — функция источника КЛ, $N(r)$ — плотность КЛ, D_{ij} — тензор диффузии.

В предположении азимутальной симметрии и с учетом преобладания тороидальной компоненты магнитного поля уравнение (1) в цилиндрической системе координат сводится к следующему [3]:

$$\left[-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_{\perp} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial z} D_{\perp} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} D_A \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_A \frac{\partial}{\partial z} \right] N(r, z) = Q(r, z),$$

где функция $N(r, z)$ — плотность КЛ, усредненная по крупномасштабным флуктуациям с характерным масштабом $L \sim 100$ пк.

Коэффициент обычной диффузии $D_{\perp} \sim E^m$, где m существенно меньше единицы ($m \approx 0.2$), тогда как коэффициент холловской диффузии $D_A \sim E$.

Таким образом, при достаточно больших энергиях ($E > 10^{15}$ эВ) влияние холловской диффузии становится преобладающим. Связанный с этим сильный рост коэффициента диффузии приводит к чрезмерному выносу КЛ из Галактики для энергий $E > 10^{17}$ эВ. Для исследования распространения КЛ таких энергий необходимо проводить расчет траекторий отдельных частиц.

Численный счет траекторий основан на решении уравнения движения заряженной частицы в магнитном поле Галактики. В настоящей работе расчет проводился с использованием разностной схемы Рунге–Кутты четвертого порядка точности. Траектории КЛ рассчитывались до выхода из Галактики. Оценка точности определения траектории показала, что точность расчета на пути 1 пк составляет $5 \cdot 10^{-8}$ при энергии 10^{15} эВ. Таким образом, если учесть, что время удержания протонов таких энергий в Галактике составляет порядка 10 млн лет, то полная ошибка аппроксимации траектории разностной схемой составляет примерно 0.5 пк.

Магнитное поле Галактики включает крупномасштабную (регулярную) и хаотическую компоненты:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{reg}} + \mathbf{B}_{\text{irr}}.$$

В качестве регулярного поля использовалось чисто азимутальное магнитное поле [3]

$$B_z = 0, \quad B_r = 0, \quad B_{\varphi} = \exp\left(-\frac{z^2}{z_0^2} - \frac{r^2}{r_0^2}\right) [\text{мкГс}],$$

где $z_0 = 5$ кпк, $r_0 = 10$ кпк. Случайное поле задавалось согласно алгоритму, использованному в работе [8], который учитывает корреляцию между напряженностями магнитного поля в соседних ячейках. Радиус Галактики принимался равным 15 кпк, дисковая подсистема имела толщину 400 пк. Положение Солнечной системы задавалось величинами

$r = 8.5$ кпк, $\phi = 0^\circ$, $z = 0$ кпк. В качестве источников рассматривалось радиальное распределение остатков сверхновых [9] вдоль галактического диска.

2. Результаты

На рис. 1 изображены результаты расчетов спектра протонов КЛ, полученных при использовании диффузионной модели и результатов численного счета траекторий. Из графика видно, что оба метода дают одинаковые результаты до энергии $3 \cdot 10^{16}$ эВ. Затем «диффузионный» спектр испытывает резкое уменьшение интенсивности, что соответствует чрезмерному росту коэффициента диффузии, приводящему к сильному выносу частиц из Галактики.

В качестве условной границы, выше которой диффузионное приближение становится неприменимым, можно принять энергию 10^{17} эВ, при которой результаты расчетов методами численного счета траекторий и диффузионной модели отличаются в два раза.

На рис. 2 представлены результаты расчета времени жизни протонов в Галактике в зависимости от энергии. Из графика видно, что эту зависимость нельзя аппроксимировать единым законом вида

$$\tau \sim E^{-\alpha}, \quad (2)$$

поскольку показатель степени не является постоянным.

В области энергий самого быстрого изменения времени жизни показатель степени равен 0.8–0.9. В области высоких энергий спад замедляется, поскольку при таких энергиях частицы почти не задерживаются в Галактике, следовательно, пролетают примерно равные пути до выхода из нее. В диапазоне низких энергий также наблюдается замедление роста времени жизни при уменьшении энергии протонов. Эта область соответствует нормальной диффузии с коэффициентом диффузии, пропорциональным $E^{0.2}$.

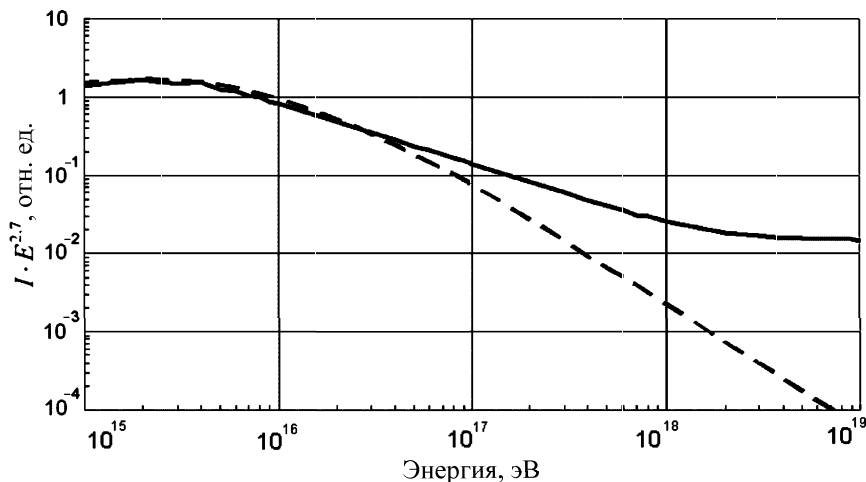


Рис. 1. Дифференциальные спектры протонов космических лучей, рассчитанные в рамках диффузионной модели (пунктир) и численным счетом траекторий

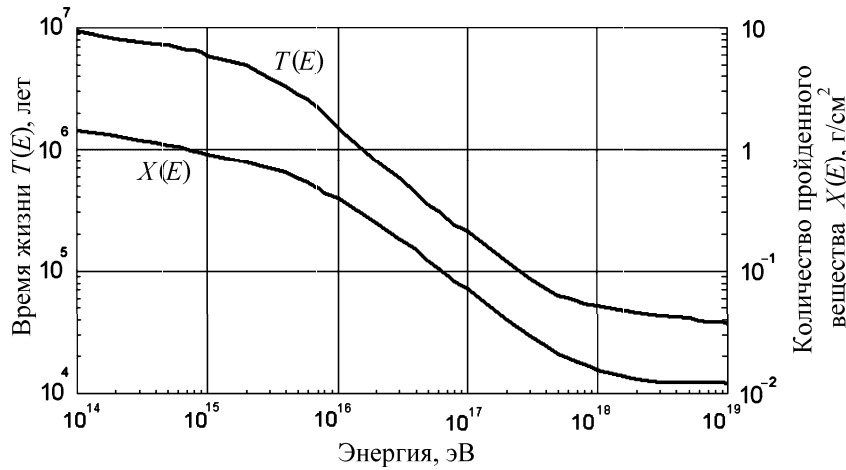


Рис. 2. Зависимость времени жизни протонов космических лучей и количества пройденного ими вещества от энергии

В области до излома экспериментальный энергетический спектр КЛ следует степенному закону

$$I(E) \sim E^{-\gamma},$$

где $\gamma \approx 2.7$.

Как правило, при использовании стандартной модели ускорения КЛ предполагается, что разность между теоретическим показателем спектра до излома ($\gamma \approx 2$) и экспериментально наблюдаемым может быть скомпенсирована введением зависимости времени жизни КЛ от энергии вида (2) при $\alpha = 0.7$ [6, 10]. Однако полученные в данной работе результаты показывают, что такая зависимость имеет место лишь в очень ограниченном интервале энергий, а если пользоваться ею от энергий ~ 10 ГэВ, то время жизни КЛ уже при энергии излома должно стать меньше, чем время распространения по прямой от центра Галактики до Солнечной системы.

На рис. 2 представлена также полученная энергетическая зависимость количества вещества, пройденного протонами. Плотность межзвездного вещества в расчетах предполагалась равной $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ для галактического диска

и $n_g = 0.01 \text{ см}^{-3}$ для области гало. Для более тяжелых ядер зависимость количества пройденного вещества выражается через протонную следующим образом: $X(E, Z) = X(E/Z)$, где $X(E)$ — пробег протонов.

На рис. 3 представлен график зависимости доли непроизваимодействовавших ядер от энергии. Расчет проводился в рамках модели QGSJET [11] с учетом полученной зависимости $X(E)$. Влияние взаимодействий ядер на спектры не сводится, вообще говоря, только к поглощению. Однако расчеты показали, что учет фрагментации ядер, в результате которой могут возникать более легкие ядра, не меняет существенным образом интенсивности различных групп ядер. Изменения не превосходят нескольких процентов, так что с хорошей точностью можно ограничиться только учетом поглощения ядер.

Остановимся на энергетических спектрах КЛ. Результаты прямых измерений энергетических спектров различных ядер, входящих в состав КЛ, показывают [12], что какие-либо существенные изменения в этих спектрах при энергиях $< 10^{15}$ эВ

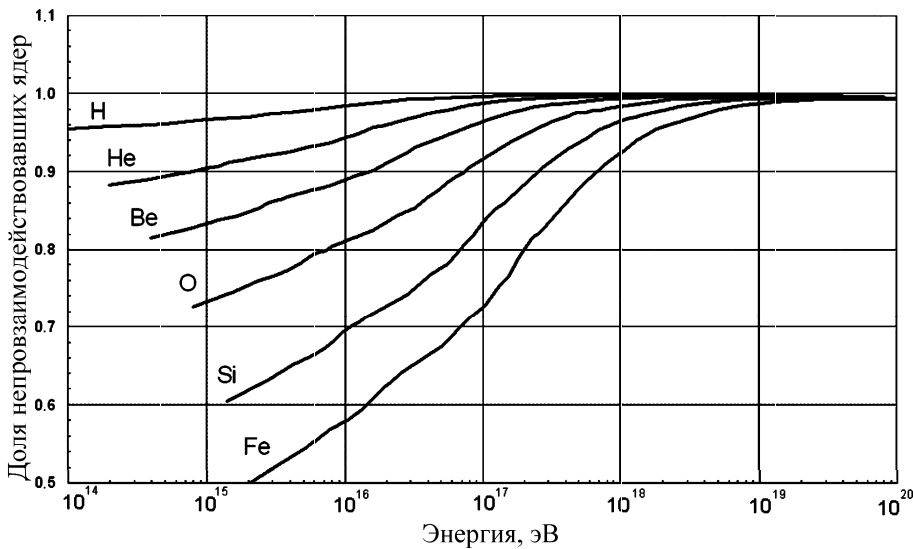


Рис. 3. Доля непроизваимодействовавших ядер

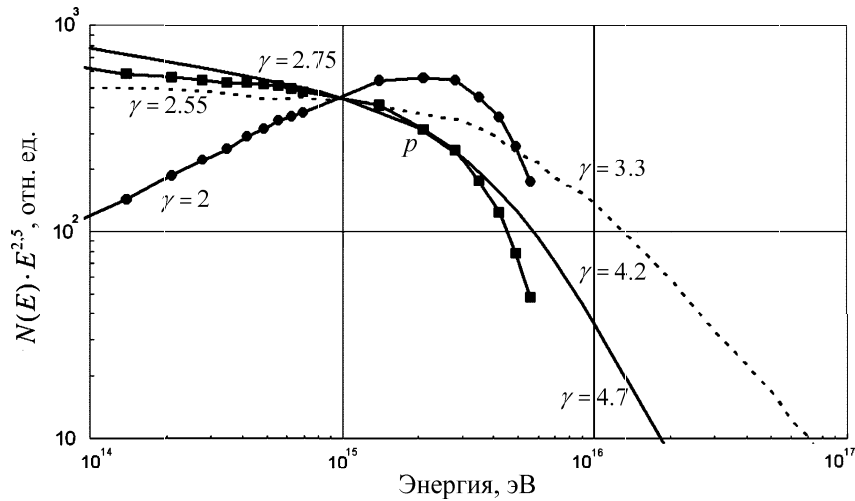


Рис. 4. Энергетические спектры протонов у Земли и в источнике. Кривые нормированы при энергии 10^{15} эВ. Сплошная линия без фигурных обозначений — спектр протонов у Земли по данным установки KASCADE [14]; пунктирная линия — спектр протонов в источнике, пересчитанный от спектра (1) по результатам настоящей работы; кривая, обозначенная квадратами, — спектр протонов у Земли, рассчитанный в рамках стандартной модели ускорения [15]; кривая, обозначенная овалами, — спектр протонов в источнике согласно стандартной модели ускорения [15]

отсутствуют, так что при этих энергиях показатель спектра в источниках должен быть равен $\gamma_s \approx 2.55$ для протонов и ядер гелия. Для ядер группы железа значение γ_s несколько больше и составляет $2.55 \div 2.65$. При более высоких энергиях данные широких атмосферных ливней (ШАЛ) свидетельствуют о наличии излома в энергетическом спектре КЛ. Хотя излом в полном энергетическом спектре КЛ при энергии $\approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ был обнаружен более сорока лет назад [13], лишь недавно коллаборацией KASCADE были представлены данные об энергетических спектрах различных групп ядер [14]. В работе [12] было показано, что эти данные хорошо аппроксимируются формулой вида

$$I_Z(E) = I_0(Z)E^{-\gamma_Z} \left(1 + \left(\frac{E}{E_{cr}(Z)} \right)^\zeta \right)^{-\Delta\gamma/\zeta}, \quad (3)$$

где Z — заряд ядра, γ_Z — показатель спектра до излома, определяемый по данным прямых измерений в области до излома, $E_{cr}(Z) = ZE_{cr}(Z=1)$ — энергия, соответствующая излому, $\zeta \approx 2$ и $\Delta\gamma = 2.1$. Наблюдаемое изменение показателя энергетического спектра следует сопоставить с величиной $1 - m \approx 0.8$ — именно такое изменение предсказывается в рамках чисто диффузионной модели происхождения излома [3]. Очевидно, что экспериментальное значение $\Delta\gamma$ существенно больше, так что, по крайней мере, часть наблюдаемого $\Delta\gamma$ должна быть обусловлена изменением энергетического спектра в источниках.

Заметим, что пока экспериментальные данные установки KASCADE не позволяют однозначно определить состав первичного излучения и величина $I_0(Z)$ зависит от модели сильного взаимодействия. Однако при этом сохраняются как форма спектра, так и факт пропорциональности $E_{cr}(Z)$ заряду ядра. Поэтому можно, используя формулу (3), получить

оценку спектров различных ядер КЛ в источниках, учитывая зависимость $\tau(E)$ и поглощение ядер. На рис. 4 представлены результаты соответствующих оценок для протонов. Наиболее серьезное противоречие с предсказаниями стандартной модели, как уже отмечалось выше, наблюдается при энергиях до излома, где стандартная модель предсказывает спектр $\sim 1/E^2$.

Энергия, при которой происходит смена режима ускорения и, следовательно, существенное укрупнение спектра, зависит от напряженности магнитного поля в области ускорения, а также от ряда допущений, которые принимаются для оценки обратного воздействия космических лучей на фронт ударной волны. Неопределенность используемых параметров приводит к тому, что оценки энергии излома в рамках стандартной модели могут различаться в десятки и даже в сотни раз (см. [6], а также [12]). Таким образом, нет единого мнения о том, что же именно предсказывает стандартная модель в области за изломом, и поэтому следует признать, что делать сейчас определенные выводы из сравнения экспериментальных спектров различных групп ядер КЛ и предсказаний стандартной модели ускорения в области высоких энергий по меньшей мере затруднительно.

Заключение

Результаты настоящей работы показывают действенность комбинированного метода расчета спектра КЛ, использующего численный счет траекторий и диффузионное приближение. Полученная зависимость времени жизни протонов космических лучей от энергии дает основание утверждать, что разность между теоретическим показателем спектра до излома ($\gamma \approx 2$) в стандартной модели ускорения КЛ ударными волнами и экспериментально наблюдае-

мым показателем ($\gamma \approx 2.7$) не может быть скомпенсирована учетом зависимости времени жизни КЛ от энергии. Согласование наблюдаемого энергетического спектра КЛ с выводами стандартной модели требует дополнительных предположений.

Вероятно, можно утверждать, что излом в энергетическом спектре КЛ возникает в результате как процессов формирования энергетических спектров КЛ в источниках, так и изменения этих спектров при блуждании КЛ в Галактике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 05-02-16401).

Литература

1. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л. Астрофизика космических лучей. М., 1990.
2. Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д., Шукуров А.М. Магнитные поля галактик. М., 1988.
3. Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N. et al. // Astron. Astrophys. 1993. **268**. P. 726.
4. Горчаков Е.В., Харченко И.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. **64**, № 7. С. 1457.
5. Ellison D.C., D'Urly L.O'C., Meyer J. // Ap. J. 1997. **487**. P. 197.
6. Бережко Е.Г., Ксенофонтов Л.Т. // ЖЭТФ. 1999. **89**, № 3. С. 391.
7. Kalmykov N.N., Pavlov A.I. // Proc. 26 ICRC. Salt Lake City. 1999. **4**. P. 263.
8. Зиракашвили В.Н., Почепкин Д.Н., Птускин В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1995. **59**. С. 153.
9. Origin of cosmic rays. IUPAP/IAU Symposium No. 94. Bologna, Italy, 1981. P. 309.
10. Sveshnikova L.G. // Astropart. Phys. 2003. **409**. P. 799.
11. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. B. 1997. **52**, N 3. P. 17.
12. Hörandel J.R. // Astropart. Phys. 2003. **19**. P. 193.
13. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ. 1958. **35**. С. 635.
14. Antoni T., Apel W.D., Ulrich H. et al. // Proc. 27th ICRC. V. 1. Hamburg, 2001. P. 97.
15. Бережко Е.Г., Ксенофонтов Л.Т. // ЖЭТФ. 1999. **116**, № 3(9). С. 737.

Поступила в редакцию
19.04.05