

# Каким должен быть спектр галактических космических лучей?

Н. Л. Григоров, Е. Д. Толстая<sup>1)</sup>

НИИ ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 2001 г.

Рассмотрены многочисленные экспериментальные данные о космических лучах в области энергий  $E > 1$  ТэВ, которые чувствительны к виду спектра первичных космических лучей. Они оказались несовместимыми с чисто степенным видом спектра первичных частиц. Из рассмотренных данных получено значение спектрального индекса спектра протонов. Он оказался на  $0.4 \pm 0.1$  больше, чем у спектрального индекса ядер с  $Z \geq 2$ . Следовательно, поток галактических космических лучей, состоящий из протонов и ядер с  $Z \geq 2$ , не может описываться единым степенным законом в области энергий  $0.1 \div 10^3$  ТэВ.

PACS: 96.40.-z

На 26-й ICRC в раппортерском докладе С. Йошида (S. Yoshida) сформулировал основные характеристики энергетического спектра галактических космических лучей (ГКЛ): “Энергетический спектр космических лучей хорошо описывается степенной зависимостью с тремя коленами. Первое колено наблюдается при энергиях  $\sim 3 \cdot 10^{15}$  эВ, где индекс спектра меняется с  $\sim 2.7$  на  $\sim 3$ ”. И далее: “...сейчас достоверно установлено (подчеркнуто нами), что все компоненты спектра подчиняются степенному закону без загибов, по крайней мере ниже 10 ТэВ не выявлено тенденции к укрупнению” [1]. В количественных терминах это определение спектра ГКЛ выглядит так:  $I_0(E) \sim E^{-\beta_0}$ , и все компоненты выражаются тем же законом по крайней мере до  $E \sim 10^3$  ТэВ.

Приведенная в [1] характеристика спектра базируется на спектре всех частиц из работы [2], из которой следует, что  $\beta_0 = 2.65 \pm 0.05$  и все ядра с  $Z \geq 2$  имеют тот же показатель степени по крайней мере до  $E = 10 \div 20$  ТэВ. Спектр протонов хорошо известен до  $E \cong 1$  ТэВ. В области более высоких энергий существуют только две работы [3, 4], согласующиеся между собой в области  $E = 20 \div 30$  ТэВ [5]. В области энергий  $1 \div 20$  ТэВ не существует однозначного мнения о спектре протонов.

Рассмотрим экспериментальные результаты, которые чувствительны к виду спектра первичных частиц.

1. Отношение потока протонов к потоку ядер гелия при  $E \geq 10$  ТэВ равно:  $1.02 \pm 0.35$  [6] и  $0.77 \pm 0.35$  [7]. Среднее значение отношения  $0.9 \pm 0.25$ . При  $E < 1$  ТэВ  $I_p/I_{He} = 2.15 \pm 0.1$ . При равенстве спектральных индексов у всех компонент отноше-

ние  $I_p/I_{He} = \text{const} = 2.15$  и быть равным 0.9 при  $E > 10$  ТэВ не может.

2. Прямые измерения спектра протонов в области  $E \geq 20$  ТэВ дают спектральные индексы протонов  $\beta_p = 3.05 \pm 0.19$  [3] и  $\beta_p = 3.17 \pm 0.19$  [4]. Среднее значение  $\beta_p = 3.11 \pm 0.14$ . При спектральном индексе потока всех частиц галактических космических лучей  $\beta_0 = 2.65 \pm 0.05$  в интервале  $0.1 \leq E \leq 10^3$  ТэВ  $\beta_p = 3.11$  быть не может.

3. Спектр всех частиц ГКЛ имеет спектральный индекс  $\beta_0 = 2.65 \pm 0.05$  в областях  $E < 1$  ТэВ и  $E > 5$  ТэВ. В области  $1 < E < 5$  ТэВ имеем  $\beta_0 = 2.89$  [8];  $\beta_0 = 2.79$  [9];  $\beta_0 = 2.81$  [10]. Среднее значение  $\beta_0 = 2.83 \pm 0.03$ . При  $\beta_0 = \text{const}$  в интервале  $0.1 \div 10^3$  ТэВ изменение  $\beta_0$  на 0.18 в узком энергетическом интервале невозможно.

4. В спектре всех частиц наблюдается “ступенька”:  $E^{2.6} I_0$ , где  $I_0$  – поток всех частиц с энергией  $E$ : меняет свою величину с 0.256 в области  $E < 1$  ТэВ до  $0.149 \pm 0.003 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6}$  в области  $E \geq 10$  ТэВ [9, 11]. При  $\beta_0 = \text{const}$  в интервале  $0.1 \div 10^3$  ТэВ “ступенек” в спектре всех частиц быть не может.

5. На высотах гор спектральный индекс спектра одиночных адронов равен  $\beta_s = 3.38 \pm 0.08$  [12–14], а у спектра всех адронов  $\beta_h = 2.95 \pm 0.05$ , то есть  $\beta_s - \beta_h = 0.43 \pm 0.1$ . При  $\beta_0 = \text{const}$ , что равносильно равенству спектральных индексов всех компонент,  $\beta_s - \beta_h = 0.1$ , поэтому  $\beta_s - \beta_h = 0.43 \pm 0.1$  быть не может.

6. На глубине остаточной атмосферы  $60 \text{ г/см}^2$  спектр  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma > 3$  ТэВ имеет спектральный индекс  $\beta_\gamma = 2.9 \pm 0.09$  [15]. Эта величина противоречит спектральному индексу ГКЛ  $\beta_0 = 2.65 \pm 0.05$ .

<sup>1)</sup>e-mail: katya@srdlan.npi.msu.su

$E_m$ , ТэВ	1	3	5	10	15	Наименьшее значение $\beta_p$
$\beta_p$	2.79	2.79	2.79	2.80	2.80	$\beta_p = 2.79$
$\beta_p$	-	3.04	3.08	3.24	-	$\beta_p = 3.04 \pm 0.17$

7. Спектр вертикального потока мюонов с  $E_\mu > 1$  ТэВ имеет спектральный индекс 3.75 [16]. Он противоречит значению  $\beta_0 = 2.65$ .

Перечисленные выше характеристики космических лучей противоречат спектру ГКЛ с  $\beta_0 = \text{const}$  в области  $0.1 < E < 10^3$  ТэВ. Чтобы устранить эти противоречия, предположим, что поток ГКЛ состоит из двух компонент: одна – это ядра с  $Z \geq 2$  со спектральным индексом  $\beta_Z = 2.65 \pm 0.05$ , постоянным во всем интервале  $0.1 \leq E \leq 10^3$  ТэВ; вторая – протоны со спектральным индексом  $\beta_p$  в области  $E \geq 1$  ТэВ. Величину  $\beta_p$  мы будем определять независимо для каждого из приведенных выше пунктов. В результате выяснится, возможно ли протонному спектру приписать одно значение  $\beta_p$ , чтобы объяснить всю совокупность рассматриваемых явлений.

Прежде всего заметим, что в пределах одного порядка величины (в котором обычно измеряется в космических лучах спектр) сумма двух степенных спектров с показателями спектров  $\beta_1$  и  $\beta_2$  хорошо аппроксимируется одной степенной функцией с показателем  $\beta = (A \cdot \beta_1 + B \cdot \beta_2)/(A + B)$ , где  $A$  и  $B$  – интенсивности каждой компоненты при  $E_m$  – минимальной энергии в рассматриваемом спектре.

1. Допустим, что в области  $E \geq 0.4$  ТэВ  $I_p(E) = C \cdot E^{-\beta_p}$  и  $I_{He}(E) = D \cdot E^{-\beta_Z}$ , тогда  $I_p/I_{He} = (C/D)E^{-(\beta_p - \beta_Z)}$ . Взяв отношение этих значений при  $E = 0.4$  и  $E = 10$  ТэВ, будем иметь  $(2.15 \pm 0.1)/(0.9 \pm 0.25) = (10/0.4)^{(\beta_p - \beta_Z)}$ . Отсюда  $\beta_p = 2.92 \pm 0.10$ .

2. В данном случае прямые измерения дают  $\beta_p = 3.11 \pm 0.14$ .

3. Прямые измерения спектра всех частиц дали, что в интервале  $0.4 < E < 4$  ТэВ  $\beta_0 = 2.83 \pm 0.03$ , а за пределами этого интервала  $\beta_0 = 2.65 \pm 0.05$ . Имеем:  $2.83 \pm 0.03 = \beta_0 I_p/I_0 + \beta_Z I_Z/I_0$ , где  $I_p/I_0$  и  $I_Z/I_0$  – доли протонов и ядер с  $Z \geq 2$ , соответственно, в общем потоке ГКЛ перед “ступенькой”. В рассматриваемом случае  $I_Z/I_0 = (0.149 \pm 0.003)/0.256 = 0.58 \pm 0.01$  и  $I_p/I_0 = 0.42 \pm 0.01$ . Поэтому  $\beta_p = 3.07 \pm 0.10$ .

4. Если при  $E < E_1$   $E^{\beta_0} \cdot I_0(E) = A$ , а при  $E > E_2$   $E^{\beta_0} \cdot I_0(E) = B$  в интервале  $E_1 \leq E \leq E_2$   $I_0(E) \sim E^{-\beta}$ , то минимальное значение  $\beta$  равно

$$\beta_{\min} = \frac{\ln(I_0(E_1)/I_0(E_2))}{\ln(E_2/E_1)} = \beta_0 + \frac{\ln(A/B)}{\ln(E_2/E_1)}.$$

В нашем случае  $A = 0.256$ ,  $B = 0.149$ ,  $E_2/E_1 = 10$  и  $\beta_0 = 2.65 \pm 0.05$ , поэтому  $\beta_{\min} = 2.89 \pm 0.05$ .

Спектр  $I_0(E)$  формируется двумя потоками: потоком протонов со спектральным индексом  $\beta_p$  и интенсивностью при  $E_1$ , равной  $(A-B)E_1^{-\beta_p}$ , и потоком ядер со спектральным индексом  $\beta_Z$  и интенсивностью при  $E_1$ , равной  $BE_1^{-\beta_Z}$ . Поэтому

$$\beta_{\min} = \frac{\beta_p(A-B) + \beta_Z BE_1^{(\beta_p - \beta_Z)}}{(A-B) + BE_1^{(\beta_p - \beta_Z)}}.$$

Так как  $E_1 = 1$  ТэВ, то

$$\beta_{\min} = \frac{\beta_p(A-B) + \beta_Z B}{A}.$$

Отсюда  $\beta_p = 3.27 \pm 0.21$ .

5. Спектр одиночных адронов в атмосфере на глубине  $X$  г/см<sup>2</sup> в основном образован первичными протонами, проскочившими атмосферу без взаимодействия с ней. Поэтому спектральный индекс такого спектра равен  $\beta_s = \beta_p + kX/\lambda_0$  (если сечение неупругого взаимодействия протонов имеет вид  $\sigma^{in} = \sigma_0[1 + k \ln(E/E_0)]$ ). Спектральный индекс всех адронов  $\beta_h = \beta_0 + kX/L_0$ , где  $\lambda_0$  и  $L_0$  – пробеги для взаимодействия и поглощения в атмосфере при  $E = E_0$ , соответственно. В нашем случае  $\beta_s = 3.38 \pm 0.08$ ,  $\beta_h = 2.95 \pm 0.05$ ,  $X = 670$  г/с<sup>2</sup>,  $\lambda_0$  и  $L_0$  равны  $\sim 80$  и  $\sim 110$  г/с<sup>2</sup>, соответственно. Разность  $\beta_s - \beta_h = (\beta_p - \beta_0) + (\beta_h - \beta_0)(L_0/\lambda_0 - 1)$ . Отсюда  $\beta_p = \beta_0 + (\beta_{s1} - \beta_h) - (\beta_h - \beta_0)(L_0/\lambda_0 - 1)$ . Подставив значения  $\beta_s$ ,  $\beta_h$ ,  $\beta_0$  и  $L_0/\lambda_0$ , получим  $\beta_p = 2.98 \pm 0.1$ .

6 и 7. Спектры вторичных частиц (мюонов с  $E_\mu > 1$  ТэВ,  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma > 3$  ТэВ), если они не искажены вторичными взаимодействиями, имеют степенной вид, подобный степенному закону первичных частиц. Так как и мюоны и  $\gamma$ -кванты рождаются протонами со спектром  $I_p(E) = I_p^0 E^{-\beta_p}$  и нуклонами, упакованными в ядрах со спектром  $I_n(E) = I_n^0 E^{-\beta_Z}$ , то спектр вторичных частиц будет иметь вид  $I_{sc}(E) = K(I_p^0 E^{-\beta_p} + I_n^0 E^{-\beta_Z}) \sim E^{-\beta}$ .

В нашем случае

$$\beta = \frac{\beta_p + C\beta_Z E_m^{(\beta_p - \beta_Z)}}{1 + C E_m^{(\beta_p - \beta_Z)}}, \quad (1)$$

Таблица 2

Авторы	Год публикации	$\beta_p$	$E_{\min}$ , ТэВ	$N_0$
Ya. Kawamura et al. [17]	1989	2.88	5	90 <sup>*)</sup>
Н. Л. Григоров [7]	1990	$3.11 \pm 0.15$	4	90
И. Иваненко и др. [18]	1993	$2.85 \pm 0.14$	5	160 <sup>*)</sup>
В. Зацепин и др. [3]	1994	$3.14 \pm 0.08$	10	602
M. L. Cherry et al. [4]	1997	2.80	6	656

<sup>\*)</sup>  $N_0$  оценено нами из данных публикации.

$C = I_n^0/I_p^0 = 0.35$ . Величина  $\beta$  задается экспериментальным значением,  $\beta_p$  определяется из равенства (1) при разных значениях  $E_m$ . В эксперименте с мюонами  $\beta = 2.75$ . В эксперименте с  $\gamma$ -квантами  $\beta = 2.9 \pm 0.09$ . В табл.1 приведены значения  $\beta_p$  при разных  $E_m$  из  $\beta = 2.75$  (верхняя строка) и  $\beta = 2.9 \pm 0.09$  (нижняя строка).

Итак мы имеем семь значений  $\beta_p$ , извлеченных из более чем 12-ти разных экспериментов, выполненных разной методикой, разными авторами с примерно одинаковой ошибкой  $\sim 0.1$ , которые можно усреднить. Среднее значение  $\langle \beta_p \rangle = 3.03 \pm 0.06$  и  $\sigma = 0.1$ , то есть  $\sigma$  близко к ошибке индивидуального определения  $\beta_p$ .

Таким образом, мы получили ответ на ранее сформулированный вопрос: спектр протонов в области энергий  $E > 1$  ТэВ должен иметь спектральный индекс  $\beta_p \cong 3$ , то есть существенно отличный от  $\beta_p = 2.65$  в области  $E < 1$  ТэВ. Только в этом случае получают естественное объяснение многие экспериментальные результаты. Иными словами, предсказанный спектр протонов должен иметь колено в области  $\ll 10$  ТэВ, в котором спектральный индекс меняется с 2.65 на 3.

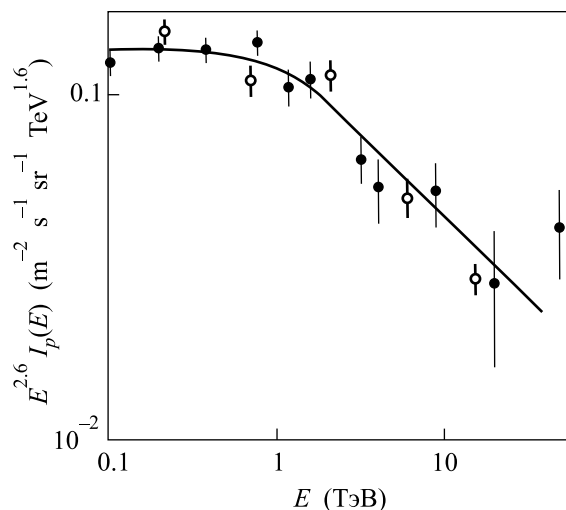
Посмотрим, какую информацию о спектре протонов в области  $E > 1$  ТэВ можно извлечь из имеющихся измерений на баллонах и спутниках Земли.

Все спектры протонов в области энергий  $E \geq 5$  ТэВ, опубликованные к настоящему времени, можно представить в виде  $I_p(E) = C E^{-\beta_p}$ .

В табл.2 приведены значения  $\beta_p$ . Здесь  $N_0$  – полное число протонов, по которому получен спектр в данной работе,  $E_{\min}$  – минимальная энергия протонов, начиная с которой действителен приводимый в работе спектр.

Среднее значение спектрального индекса из табл.2 равно  $\beta_p = 2.96 \pm 0.07$ . Средневзвешенное значение  $\beta_p = 2.96 \pm 0.03$ . В качестве “веса” бралось  $N_0$ . Если ограничиться данными, опубликованными до 1995 г., то получим среднее значение  $\beta_p = 3.00 \pm 0.08$ . Как

видно, прямые измерения дают для области  $E \geq 5$  ТэВ спектральный индекс протонного спектра  $\beta_p \cong 3.0$ , то есть подтверждающий сделанный прогноз. Такой же спектр был получен в прямых измерениях, охватывающих энергетический интервал  $0.1 \div 10$  ТэВ [8, 11]. Он приведен на рисунке.



Спектр протонов:  $\circ$  – непосредственные измерения [8],  $\bullet$  – разность потока всех частиц и потока ядер с  $Z \geq 2$  [11]

Следовательно, спектр ГКЛ, являющийся суммой степенного спектра ядер и спектра протонов с “коленом” при  $E \cong 1$  ТэВ, не является чисто степенным и не может быть представлен степенной функцией с единственным показателем степени  $\beta_0 = 2.65$ .

Можно заметить, что предсказание вида спектра протонов могло быть сделано еще 10–15 лет назад, так как многие использованные для этого экспериментальные работы были выполнены до 1985–1990 гг. Если бы такое предсказание было сделано своевременно (10–15 лет назад), то приведенный на рисунке спектр воспринимался бы как очевидность, а не как чужеродное явление, нарушающее “стройную” кар-

тину тождественности спектров всех компонент космических лучей.

1. S. Yoshida, *Rapporteur paper*, Proc. 26<sup>th</sup> ICRC, 1999.
2. T. Shibata, *Rapporteur paper*, Proc 24<sup>th</sup> ICRC, 1995.
3. В. И. Зацепин, Т. В. Лазарева, Г. П. Сажина и др., Ядерн. физ. **57**, 684 (1994).
4. M. L. Cherry, JACEE Collaboration, Proc 25<sup>th</sup> ICRC **4**, 1 (1997).
5. N. L. Grigorov and E. D. Tolstaya, Proc. 26<sup>th</sup> ICRC **3**, 183 (1999).
6. K. Asakimori, T. H. Burnett, M. L. Cherry, Proc 23<sup>th</sup> ICRC **2**, 21 (1993).
7. Н. Л. Григоров, Ядерн. физ. **51**, 157 (1990).
8. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт и др., Ядерн. физ **11**, 1058 (1970).
9. N. L. Grigorov, V. E. Nesterov, I. D. Rappoport, *Space Research XII Akademie-Verlag*, Berlin, 1972, p. 1617.
10. Дж. Адамс, Дж. Ли, В. И. Зацепин, М. И. Панасюк, Изв. АН, сер. физ. **61**, 1181 (1997).
11. Н. Л. Григоров, Космич. исслед. **33**, 339 (1995).
12. Х. П. Бабаян, Н. Л. Григоров, Ч. А. Третьякова, Изв. АН СССР **29**, 1648 (1965).
13. C. Aguirre, K. Kamata et al., *Nuovo Cim.* **5**, 279 (1975).
14. Р. А. Нам, С. И. Никольский, В. П. Павлюченко, Труды ФИАН **109**, 153 (1979).
15. М. А. Иванова, К. В. Мандритская, Е. А. Осипова et al., Proc 16<sup>th</sup> ICRC **7**, 111 (1979).
16. O. G. Ryzhgkaya, *Rapporteur paper*, Proc 24<sup>th</sup> ICRC, 1995.
17. Ya. Kawamura, H. Matsutani, H. Nanjo, *Phys. Rev.* **D40**, 729 (1989).
18. I. Ivanenko, V. Shestoporov, I. Rappoport, Proc. 23<sup>th</sup> ICRC **2**, 17 (1993).