

СПЕКТР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ПРОБЛЕМА ИХ ПРОИСХОЖДЕНИЯ

*Н. Л. Григоров, Е. Д. Толстая**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 мая 2003 г.

Анализ всех прямых измерений спектра всех частиц космических лучей в области энергий 0.1–10 ТэВ выявляет аномалию в спектре в виде «ступеньки», если спектр представлять в виде $E^\beta I_0(E)$. Характер аномалии однозначно приводит к спектру протонов с изломом при энергии, близкой к 1 ТэВ. Качественное различие спектров протонов и ядер с $Z \geq 2$ (у последних спектр чисто степенной в широком интервале энергий) приводит к выводу о разных условиях ускорения протонов и ядер. Рассматривается процесс, характерный только для протонов, который может быть ответствен за появление излома в спектре протонов.

PACS: 98.70.Sa

1. ПРЯМЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВСЕХ ЧАСТИЦ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0.1–100 ТэВ

Исторически сложилось так, что непосредственных измерений спектра всех частиц галактических космических лучей (ГКЛ) очень мало. Как правило, сведения о спектре всех частиц $I_0(E)$ получены путем сложения спектров отдельных компонент.

Из-за того что спектры отдельных компонент измерялись разными методами (в области энергий $E < 1$ ТэВ — электронными приборами, а в области $E > 1$ ТэВ, как правило, рентгено-эмульсионными камерами (РЭК) с высоким порогом регистрации (5–10 ТэВ)), в спектре протонов образовался интервал от примерно 1 до 5–10 ТэВ, в котором прямые измерения практически отсутствуют. В спектре всех частиц, полученном путем сложения отдельных компонент, энергетический интервал $1 < E < 5–10$ ТэВ оказался обойденным прямыми измерениями. Обычно этот энергетический интервал в спектре всех частиц проводят путем интерполяции, базирующейся на уверенности, что спектр протонов подобен спектру ядер. Такой спектр обычно и рассматривается как спектр всех частиц ГКЛ $I_0(E)$ [1].

Получить прямую информацию о спектре всех частиц в области энергий от 1 до 5–10 ТэВ можно, используя прямые измерения спектра всех частиц электронной аппаратурой, охватывающей измерениями широкий энергетический интервал, в который входят частицы как слева, так и справа от интересующего нас узкого интервала в 1–5 ТэВ. Впервые такая информация была получена в 1972 г. в результате измерения спектра всех частиц прибором СЭЗ-14 на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) «Протон-1,2,3» в интервале энергий 0.07–17 ТэВ и прибором СЭЗ-15 на ИСЗ «Протон-4» в интервале энергий 0.19–10³ ТэВ [2]. Эти измерения впервые обнаружили аномалию в спектре всех частиц в энергетическом интервале 1–10 ТэВ. (Впоследствии энергетические спектры, полученные в [2], были опубликованы в табличной форме [3].)

В течение целых 25 лет обнаруженная аномалия не была ни подтверждена, ни опровергнута. Только в 1997 г. был снова измерен спектр всех частиц прибором ТИК — тонким ионизационным калориметром, летавшим на баллоне [4]. В приборе ТИК измерялось энерговыделение всех частиц, падавших на прибор в любом направлении. Как показали авторы [4], спектр энерговыделений обнаружил ту же аномалию в спектре всех частиц, которая наблюдалась в измерениях на ИСЗ «Протон» [2]. При пе-

*E-mail: katya@srd.sinp.msu.ru

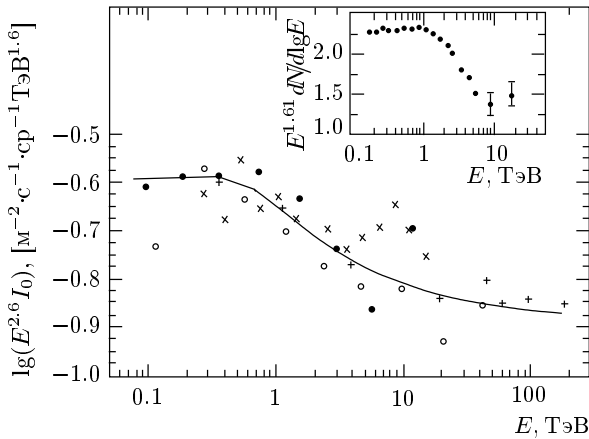


Рис. 1. Зависимости $E^{2.6} I_0$ от E , измеренные с помощью разных приборов: ● — СЭЗ-14 [3]; + — СЭЗ-15 [3]; ○ — ТИК [5]; × — БФБ-С (настоящая работа). В верхнем правом углу — данные прибора АТИК [8]: по оси ординат — произвольные единицы, по оси абсцисс — энергосвыделение в калориметре

решете энергосвыделения к энергии частицы так, как это было сделано в работе [5], энергетический спектр, полученный прибором ТИК, количественно совпал со спектром, полученным в работе [2]. Результаты измерений приборами ТИК, СЭЗ-14 и СЭЗ-15 приведены на рис. 1. Сплошной линией на рис. 1 приведена функция $\Phi(E)$, достаточно хорошо описывающая экспериментальный спектр всех частиц при $a = 0.4$ ТэВ:

$$\Phi(E) = E^{2.6} I_0(E) = \frac{0.11}{[1 + (E/a)^3]^{0.2}} \times \left\{ 1 + 0.37 \frac{(E/a)^3}{1 + (E/a)^3} \right\} + 0.130 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6}. \tag{1}$$

Из рис. 1 видно, что аномалия в спектре всех частиц, если его представлять в виде $E^\beta I_0(E)$, выглядит в виде «ступеньки».

Рисунок 1 показывает, что аномалия в спектре всех частиц выявляется вне зависимости от толщины ионизационного калориметра (ИК) в приборе (в ТИК она порядка $1\lambda_p$, в СЭЗ-14 — порядка $1.7\lambda_p$, в СЭЗ-15 — порядка $3\lambda_p$). Поэтому мы решили посмотреть, имеется ли подобная аномалия в спектре всех частиц, измеренном прибором БФБ-С, в котором ИК имел среднюю толщину порядка $0.7\lambda_p$.

Прибор БФБ-С был установлен на ИСЗ «Интеркосмос-6» и описан в работе [6]. Ионизационный калориметр этого прибора состоял из двух одинаковых секций. Каждая секция состояла из восьми свинцо-

вых пластин толщиной 1.5 см. Под каждой нечетной пластиной находился сцинтиллятор толщиной 0.5 см. Все четыре сцинтиллятора с торцов просматривались двумя ФЭУ, по одному с каждой стороны. Сигналы с обоих ФЭУ суммировались и поступали на амплитудный анализатор. Он регистрировал спектр энергосвыделений, не будучи связанным с триггером, управлявшим работой прибора.

Из-за сильного диафрагмирования фотокатодов ФЭУ на величину сигнала с ФЭУ оказывали влияние частицы, выходящие из ИК. Это привело к тому, что связь между измеренным энергосвыделением ε и энергией частицы E оказалась нелинейной, $E = \varepsilon^\alpha$ (при $\alpha = 0.78$). Поэтому полученный спектр потерял научную значимость и не публиковался. Сейчас нас интересует наличие (или отсутствие) нерегулярности в узком интервале спектра, которая не может возникнуть из-за нелинейной связи между ε и E . Поэтому мы пересчитали измеренное энергосвыделение в спектр всех частиц $I_0(E)$ и величину $E^\beta I_0(E)$ нанесли на рис. 1 (косые крестики). Видно, что и спектр, измеренный прибором БФБ-С, также отмечает нерегулярность в виде ступеньки в спектре всех частиц в том же энергетическом интервале, в котором его регистрируют другие приборы. Меньшая высота ступеньки — естественное следствие тонкости ИК (протоны — «виновники» ступеньки — вносят небольшой вклад в число регистрируемых частиц).

На 27-й Международной конференции по космическим лучам был опубликован предварительный результат измерения спектра всех частиц прибором АТИК [7]. Приведенный в этой статье спектр энергосвыделений в калориметре прибора был подвергнут тщательным измерениям в работе [8]. В результате была получена зависимость $E^\beta (dN/d \lg E)$ от $\lg E$ в разных интервалах энергосвыделений. Мы привели эту зависимость в правом углу рис. 1. Она убедительно демонстрирует, что и в спектре энергосвыделений всех частиц в приборе АТИК имеет место такая же «ступенька», какая была зарегистрирована предыдущими приборами.

Итак, мы имеем измерения спектра всех частиц пятью разными приборами: СЭЗ-14, СЭЗ-15, ТИК, БФБ-С и АТИК. Все они проводили измерения спектра в достаточно широком интервале энергий, в который попадал интересующий нас интервал 1–10 ТэВ, и все они обнаружили одинакового характера аномалию в спектре в виде «ступеньки»: с разными значениями спектральных индексов в разных энергетических интервалах. Соответственно будут разными значения величины $E^\beta I_0(E)$ до ступеньки и после нее. Пять качественно одинаковых резуль-

Таблица 1.

Прибор	β_1	β_2	β_3	Источник
СЭЗ-14	2.59	3.00	—	[3]
СЭЗ-15*	—	2.94	2.63	[3]
ТИК	—	2.80	2.65	[4, 5]
БФБ-С	2.59	2.78	2.66	Настоящая работа
АТИК	2.61	2.87	—	[8]
Литература	2.62	—	2.67	[1, 3, 9]
Среднее значение	2.60 ± 0.01	2.88 ± 0.04	2.65 ± 0.01	

* В некоторых публикациях СЭЗ-15 назван ИК-15.

Таблица 2.

Прибор	$\Phi_1, \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \text{ТэВ}^{1.6}$ ($E < 1 \text{ТэВ}$)	$\Phi_2, \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \text{ТэВ}^{1.6}$ ($E > 5 \text{ТэВ}$)	$K = \Phi_1/\Phi_2$
СЭЗ-14	0.247 ± 0.009	—	1.66 ± 0.07
СЭЗ-15	—	0.149 ± 0.003	—
ТИК	0.240 ± 0.018	0.134 ± 0.008	1.79 ± 0.17
БФБ-С	0.237 ± 0.012	0.198 ± 0.007	1.20 ± 0.07
АТИК [8]	—	—	1.49 ± 0.08
Литература	0.270 [1]	0.160 ± 0.007 [9]	1.69 ± 0.07
Среднее значение	0.249 ± 0.007	0.148 ± 0.008	1.66 ± 0.06

Примечание. В средние значения не включены данные прибора БФБ-С. Ошибки средних величин — среднеквадратичные отклонения от среднего значения. Первая строка в столбце $K = \Phi_1/\Phi_2$ получена из данных СЭЗ-14 и СЭЗ-15.

татов позволяют считать, что ступенька в спектре всех частиц — это объективная реальность, обладающая определенными количественными характеристиками. Эти характеристики следующие: β_1 — спектральный индекс в области энергий до 1 ТэВ, β_2 — спектральный индекс в области 1–5 ТэВ, β_3 — спектральный индекс в области $E \geq 10$ ТэВ, среднее значение $E^\beta I_0(E)$ в области $E < 1$ ТэВ и в области $E \geq 5$ ТэВ. Все эти характеристики мы определили из результатов каждого эксперимента и свели вместе в табл. 1 и 2.

Разности средних значений спектральных индексов в разных энергетических интервалах равны:

$$\langle \beta_2 \rangle - \langle \beta_1 \rangle = 0.28 \pm 0.04, \quad \langle \beta_2 \rangle - \langle \beta_3 \rangle = 0.23 \pm 0.04.$$

Эти величины позволяют сформулировать первую характеристику аномалии в спектре всех частиц: в

энергетических областях $E < 1$ ТэВ и $E > 5$ ТэВ спектральные индексы практически одинаковы и близки к 2.6. В энергетической области 1–5 ТэВ спектральный индекс на 0.2–0.25 больше, чем вне этой области.

Если представлять спектр всех частиц в виде функции

$$\Phi(E) = E^\beta I_0(E), \quad \beta = 2.6,$$

то в тех энергетических областях, в которых $I_0(E)$ описывается степенной функцией с спектральным индексом 2.6, величина $\Phi(E)$ будет постоянной во всем энергетическом интервале. Это значит, что в спектре всех частиц в интервалах $E < 1$ ТэВ и $E > 5$ ТэВ величины Φ должны иметь некоторые постоянные значения Φ_1 и Φ_2 , соответственно. Зна-

чения Φ_1 и Φ_2 , полученные из каждого эксперимента, приведены в табл. 2.

Вторая количественная характеристика аномалии спектра всех частиц — отношение высоты ступеньки к потоку всех частиц до ступеньки, т.е. $(\Phi_1 - \Phi_2)/\Phi_1$. Эта величина близка к отношению потока протонов к полному потоку всех частиц в ГКЛ при равной энергии на частицу.

Относительно результатов, приведенных в табл. 2, следует сделать два замечания.

Во-первых, если взять данные, приведенные в ГОСТ [10] и относящиеся к области энергий $E < 1$ ТэВ, то получится сумма

$$\sum_{Z=1}^{28} E^{2.6} I_Z = 0.258 \pm 0.005 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6}$$

практически та же самая, что и в результате прямых измерений спектра всех частиц приборами, приведенными в табл. 2. Это означает, что в этих измерениях нет существенных методических погрешностей.

Значение приведенной выше суммы состоит из суммы двух величин: одна относится к протонам и равна

$$E^{2.6} I_p = 0.120 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6},$$

другая относится ко всем ядрам с $Z \geq 2$ и равна

$$E^\beta I_Z = 0.138 \pm 0.005 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6}.$$

Иными словами, в области $E < 1$ ТэВ протоны составляют $0.120/0.258 = 0.46$ от всего потока частиц при равной энергии на частицу (это хорошо известный результат).

Во-вторых, известно, что у ядер величина

$$E^{2.6} I_Z = \text{const}$$

в широком интервале энергий в несколько порядков величины. В области $E < 1$ ТэВ

$$\sum_{Z=2}^{28} E^{2.6} I_Z = 0.138 \pm 0.005 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6},$$

а в области $E > 5$ ТэВ для потока всех частиц I_0 величина

$$E^{2.6} I_0 = 0.148 \pm 0.008 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6}.$$

Практическое совпадение этих двух величин указывает на то, что в области $E > 5$ ТэВ протонов в потоке всех частиц очень мало.

Таким образом, табл. 2 вместе с замечаниями к ней приводят к выводу о том, что ступеньку в спектре всех частиц создают протоны.

2. ПАРАМЕТРЫ ПРОТОННОГО СПЕКТРА (ИЗ СПЕКТРА ВСЕХ ЧАСТИЦ)

Спектр протонов $I_p(E)$ мы получим из очевидного равенства:

$$I_0(E) = I_p(E) + I_Z(E),$$

где $I_Z(E)$ — спектр суммы всех ядерных компонент с $Z \geq 2$. Умножив все члены этого равенства на $E^{2.6}$ и поменяв местами I_0 и I_p , получим

$$E^{2.6} I_p(E) = E^{2.6} I_0(E) - E^{2.6} I_Z(E). \quad (2)$$

Так как в широком диапазоне энергий

$$E^{2.6} I_Z(E) = \text{const} = \Phi_Z,$$

равенство (2) можно переписать в виде

$$E^{2.6} I_p(E) = E^{2.6} I_0 - \Phi_Z.$$

Так как

$$E^{2.6} I_0(E) = \text{const} = \Phi_1$$

при $E < 1$ ТэВ, в этой области энергий

$$\begin{aligned} E^{2.6} I_p &= \Phi_1 - \Phi_Z = \text{const} = \\ &= 0.11 \pm 0.01 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6}. \end{aligned}$$

Отсюда в области $E < 1$ ТэВ имеем

$$I_p(E) = (0.11 \pm 0.01) E^{-2.6} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{-1}.$$

В области $E > 1$ ТэВ спектр протонов должен убывать быстрее, чем $E^{-2.6}$, т.е. иметь спектральный индекс $\beta_p > 2.6$. Величину β_p можно получить из данных, приведенных в табл. 1 и 2. Для этого представим протонный спектр в несколько упрощенном виде:

$$I_p(E) \propto \begin{cases} E^{-2.6}, & E < E_c \\ E^{-\beta_p}, & E > E_c. \end{cases}$$

При таком протонном спектре спектр всех частиц будет иметь вид

$$E^{2.6} I_0(E) = B E^{-(\beta_p - 2.6)} + \Phi_Z.$$

При $E = E_c$ имеем

$$E^{2.6} I_0 = \Phi_1, \quad B = (\Phi_1 - \Phi_Z) E_c^{(\beta_p - 2.6)}.$$

Поэтому

$$E^{2.6} I_0(E) = (\Phi_1 - \Phi_Z) (E/E_c)^{-(\beta_p - 2.6)} + \Phi_Z.$$

Таблица 3.

Метод и ссылка	E_{min} , ТэВ	Спектральный индекс	N_0
РЭК, [12]	5	$\beta_p - 1 = 1.82 \pm 0.13$	90*
Калориметр, [9]	4	$\beta_p - 1 = 2.11 \pm 0.15$	90*
Калориметр, [13]	5	$\beta_p = 2.85 \pm 0.14$	160*
РЭК, [14]	10	$\beta_p = 3.14 \pm 0.08$	602
РЭК, [15]	6	$\beta_p = 2.80 \pm 0.04^1)$	656

¹⁾ Ошибка 0.04, приведенная в работе [15], физического смысла не имеет, так как она меньше статистической ошибки, равной 0.07.

Сумму двух степенных функций

$$BE^{-\gamma_1} + CE^{-\gamma_2}$$

можно с хорошей точностью заменить одной степенной функцией $DE^{-\gamma}$, где

$$\gamma = \frac{B}{C+B}\gamma_1 + \frac{C}{C+B}\gamma_2$$

(см. [11]). В нашем случае

$$\gamma_1 = \beta_p - 2.6, \quad B = \frac{\Phi_1 - \Phi_Z}{\Phi_1},$$

$$\gamma_2 = 0, \quad C = \frac{\Phi_Z}{\Phi_1}.$$

Поэтому показатель степени суммы спектров будет равен

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_Z}{\Phi_1}(\beta_p - 2.6).$$

В области $E > E_c$ спектральный индекс спектра всех частиц равен β . Поэтому $E^{2.6}I_0(E)$ — степенная функция с показателем $\beta - 2.6$. Следовательно,

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_Z}{\Phi_1}(\beta_p - 2.6) = \beta - 2.6.$$

Если воспользоваться средними значениями $\Phi_1 = 0.249 \pm 0.007$ из табл. 2, $\beta - 2.6 = 0.24 \pm 0.04$ из табл. 1, а также значением $\Phi_Z = 0.138 \pm 0.005$, то получим

$$\beta_p - 2.6 = (0.24 \pm 0.04) \cdot (2.26 \pm 0.18) = 0.54 \pm 0.09,$$

откуда $\beta_p = 3.14 \pm 0.09$ в области энергий $E > 1$ ТэВ.

Таким образом, «ступенька» в спектре всех частиц с неизбежностью приводит к выводу о том, что спектр протонов имеет «колени» при энергии, близкой к 1 ТэВ. До «колени» спектральный индекс протонов $\beta_p = 2.6$, а после «колени» $\beta_p = 3.14 \pm 0.09$.

Более подробно форму спектра протонов можно получить из того же равенства (2), если из функции $\Phi(E)$, описывающей спектр всех частиц, вычесть вклад ядер Φ_Z . Если принять в качестве $\Phi(E)$ выражение (1), то спектр протонов будет иметь вид

$$E^{2.6}I_p(E) = \frac{0.11}{[1 + (E/a)^3]^{0.2}} \times \left\{ 1 + 0.37 \frac{(E/a)^3}{1 + (E/a)^3} \right\} \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ТэВ}^{1.6}. \quad (3)$$

Коэффициент a должен быть определен путем сравнения (3) с экспериментальным спектром протонов (см. ниже).

Важно подчеркнуть, что спектр протонов (3), имеющий «колени» при $E = a$, мы получили из спектра всех частиц, т. е. из экспериментов, к которым обратный ток частиц из ионизационного калориметра (так сильно пугающий многих экспериментаторов!) не имеет абсолютно никакого отношения.

Рассмотрим теперь результаты прямых измерений спектров протонов. Все они относятся к области энергий $E > 4-10$ ТэВ и большая часть из них выполнена методом РЭК, в котором отсутствует экспериментальная калибровка камер. Поэтому к абсолютным потокам, полученным этим методом, следует относиться с должной осторожностью. Однако это замечание не распространяется на величину спектрального индекса β_p , значения которого нас будут интересовать.

В табл. 3 приведены значения β_p , полученные в разных работах.

В первом столбце указан автор и метод измерений, во втором — минимальная энергия протонов в спектре (в ТэВ), в третьем — значение β_p , приведенное в работе с его ошибкой, в четвертом — число протонов N_0 , по которому построен спектр. Число N_0 без звездочки приведено в работе, число со звез-

дочкой оценено нами по величине статистических ошибок.

Среднее значение β_p из пяти измерений, приведенных в табл. 3, равно

$$\langle \beta_p \rangle = 2.94 \pm 0.07.$$

Среднеквадратичное отклонение σ отдельного результата от среднего значения равно 0.14, т. е. того же порядка величины, что и ошибки индивидуальных измерений. Это обстоятельство является свидетельством того, что разброс численных значений β_p носит чисто статистический характер и индивидуальные значения β_p могут значительно отличаться от средней величины при тех статистических ошибках, которые характерны для указанных экспериментов.

Мы видим, что непосредственные измерения спектра протонов дают для области 5–20 ТэВ значение $\beta = 2.94 \pm 0.07$, которое вполне согласуется с полученным выше значением $\beta_p = 3.14 \pm 0.09$ для области 1–5 ТэВ (область ступеньки в спектре всех частиц).

В работах [12, 15] РЭК имели мишени. В таких камерах, как было отмечено в работах [16, 17], протоны с энергией, близкой к порогу регистрации, регистрируются с малой эффективностью, что может приводить к уменьшению величины β_p . Поэтому мы определили β_p для области $E \geq 20$ ТэВ, подальше от пороговой энергии в спектрах работ [14, 15]. Оказалось, что в этих спектрах в указанной области энергий $\beta_p = 3.17 \pm 0.19$ и 3.05 ± 0.19 . Среднее значение $\beta_p = 3.11 \pm 0.14$ (см. [18]).

Все три значения β_p (3.14; 2.94 и 3.11) в пределах ошибок относятся к одному и тому же спектральному индексу, характеризующему протонный спектр в интервале приблизительно от 1 до 40–50 ТэВ. Средневзвешенное значение β_p из этих трех величин равно 3.02 ± 0.05 .

Известен единственный экспериментальный спектр протонов в интервале энергий около 0.1–10 ТэВ. Он был получен более 30 лет тому назад на ИСЗ «Протон-2, 3» и в интегральной форме опубликован в работе [19], а в дифференциальной форме в работе [11]. Мы приводим его на рис. 2 (из работы [11]) вместе с протонным спектром, полученным из спектра всех частиц: выражение (3) при $a = 0.8$ ТэВ. Из рис. 2 видно, что экспериментальный спектр протонов совпадает со спектром, полученным из спектра всех частиц, а последний, как было показано выше, совпадает с прямыми измерениями в области около 5–40 ТэВ.

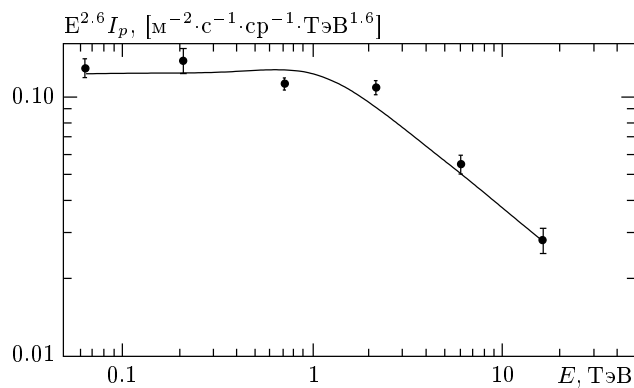


Рис. 2. Спектр протонов, измеренный прибором СЭЗ-14 [11]. Сплошная кривая — аппроксимация разности спектра всех частиц и спектра ядер с $Z \geq 2$ (формула (3))

Итак, можно утверждать, что все прямые измерения приводят к одному и тому же результату: спектр протонов имеет «излом» при энергии вблизи 1 ТэВ. До «излома» спектральный индекс $\beta_p = 2.6$ (может быть, 2.7), а после «излома» на 0.5–0.6 больше, т. е. 3.0–3.1.

К этому заключению следует добавить, что все косвенные измерения вторичных частиц высокой энергии в атмосфере Земли (адронов, мюонов, γ -квантов) приводят к выводу, что в тэвной области $\beta_p = 3.0$ [11].

3. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ПРОТОНОВ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Даже беглый взгляд на спектры протонов и ядер обнаруживает существенное различие между ними: спектр ядер чисто степенной в широком интервале энергий, а спектр протонов, хотя и степенной, но с «изломом» в области около 1 ТэВ. Это различие не может быть приобретено в процессе распространения частиц в Галактике. При этом частицы с одинаковой жесткостью подвергаются одинаковым возмущениям, вне зависимости от их заряда и массы. Поэтому изменения в спектрах, если бы они вызывались процессами распространения, сказывались бы одинаково и на протонах, и на ядрах. Иными словами, наблюдаемое различие приобретает в источниках. Следовательно, у протонов и ядер разные источники. Причем источники ядер дают частицы с чисто степенным спектром, а источники протонов дают частицы, в спектре которых имеется колено.

Характерная особенность «колена» в спектре протонов состоит в том, что энергетический интервал, в котором происходит изменение β_p на 0.5–0.6, весьма неширок. Это обстоятельство указывает на определенную универсальность процесса образования «колена», слабо зависящую от конкретных особенностей источника.

При объяснении процесса образования колена в спектре протонов следует указать и причину образования колена при энергии около 1 ТэВ, а не какой-то иной, сильно отличающейся от 1 ТэВ.

Мы полагаем, что главная причина различия в спектрах протонов и ядер лежит не в источниках, а в самих частицах. В чем же заключаются различия между протонами и ядрами, которые могут решающим образом повлиять на процессы их ускорения и выхода из источников? Есть одно качественное различие между этими двумя типами частиц: протоны в процессе ускорения и выхода из источника могут испытывать неограниченное число неупругих столкновений и при этом они будут оставаться нуклонами. Ядра же слишком «хрупкие» образования: после нескольких неупругих столкновений они разваливаются на составляющие их нуклоны и перестают существовать как ядра. Это различие приводит к тому, что протоны могут ускоряться в достаточно плотной среде и проходить при этом значительную толщину вещества (порядка 10^2 – 10^3 г·см⁻²). Ядра же могут ускоряться только в малоплотной среде, т. е. в условиях сильно расширившейся оболочки сверхновой.

Возможность ускорения частиц до высоких энергий на начальном этапе вспышки сверхновой рассмотрена в работе [20]. В ней было показано, что ускорение возможно даже в плотных слоях звезды и при этом возможно образование степенного спектра ускоренных частиц.

Не вдаваясь в подробности процесса ускорения, рассмотрим, какие частицы будут выходить из такого источника и какой у них будет спектр.

Вспышка сверхновой — это заключительный этап эволюции звезды. Поэтому вспыхивают старые звезды: красные гиганты и сверхгиганты. В них водород давно выгорел и оболочки состоят из сложных ядер, более тяжелых, чем водород. Энергия вспышки выделяется в ядре звезды и в прилегающих к нему областях оболочки. Поэтому ускорение частиц может начаться в достаточно глубоких слоях оболочки. Ускоряться будут ядра, поскольку оболочка состоит из ядер. Однако ускоренные ядра в плотной среде будут испытывать неупругие столкновения и непрерывно фрагментировать на все более легкие

части. Поэтому достаточно быстро ускоренные ядра превратятся в поток энергичных протонов. (Нейтроны из-за нестабильности также превратятся в протоны.) Протоны, обладая скоростью, близкой к скорости света, быстро начнут покидать область ускорения и, двигаясь через оболочку звезды, покинут ее. Очевидно, что в этом процессе выхода из вспыхнувшей сверхновой протонам неизбежно придется пройти значительную толщину вещества в сотни и тысячи г·см⁻². Что же при этом произойдет с исходным спектром?

Допустим, что в зоне ускорения протоны приобрели степенной спектр вида

$$I(E) = I_0 E^{-\beta}.$$

Уравнение, описывающее прохождение нуклонов через вещество, имеет вид

$$\frac{\partial I(E, x)}{\partial x} = -\frac{I(E, x)}{\lambda} + \int_E^\infty \frac{I(E', x)}{\lambda} P(E', E) dE'. \quad (4)$$

Если эффективное сечение неупругого взаимодействия протонов σ^{in} с веществом не зависит от энергии, то пробег до неупругого взаимодействия $\lambda_0 = \text{const}$ и, как хорошо известно, в этом случае решение уравнения (4) имеет вид

$$I(E, x) = I_0 E^{-\beta} e^{-(x/L_0)},$$

где пробег поглощения L_0 связан с пробегом до взаимодействия λ_0 соотношением

$$\frac{1}{L_0} = \frac{1 - \langle u^{\beta-1} \rangle}{\lambda_0},$$

$$\langle u^{\beta-1} \rangle = \int_0^1 u^{\beta-1} P(u) du.$$

Иными словами, в рассматриваемом случае из оболочки звезды выходил бы поток протонов с тем же степенным энергетическим распределением, какой образовался в зоне ускорения, но уменьшенной интенсивности.

Однако в действительности эффективное сечение неупругого взаимодействия зависит от энергии, как показано на рис. 3. Эту зависимость в первом приближении в области $E > E_0$ можно аппроксимировать функцией

$$\sigma^{in}(E) = \sigma_0 (1 + b \ln(E/E_0)), \quad (5)$$

где E_0 — энергия, с которой начинается логарифмический рост σ^{in} . Для водородной среды, как показано на рис. 3, коэффициент $b = 0.08$. Для земной

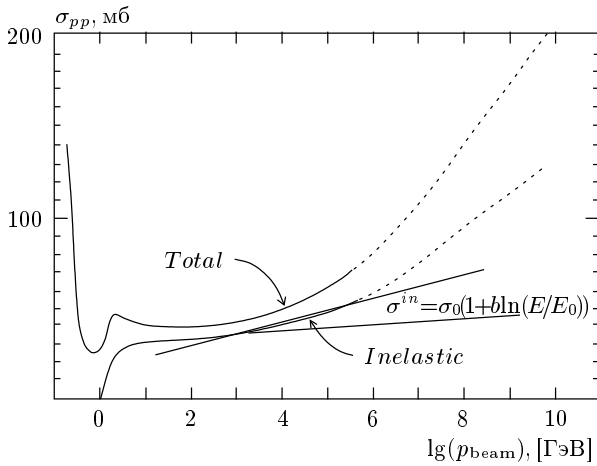


Рис. 3. Зависимость эффективного сечения p - p -взаимодействия от энергии [23]

атмосферы $b = 0.04-0.05$. При такой энергетической зависимости сечения ситуация должна измениться.

В самом деле, с ростом E будет расти вероятность неупругого столкновения нуклона с ядрами вещества. Поэтому нуклон с большей энергией испытывает большее число столкновений в данном слое вещества, чем нуклон с меньшей энергией. Поэтому нуклон с большей энергией потеряет большую долю своей первоначальной энергии, чем нуклон с меньшей энергией. Поэтому по выходе из поглощающего слоя нуклон с большей энергией окажется смещенным по шкале энергий в сторону малых энергий на больший интервал, чем нуклон с меньшей первоначальной энергией. Следовательно, первоначальный степенной спектр по выходе из поглотителя будет «мягче» исходного, т. е. спектральный индекс будет больше, чем у исходного спектра. Этим эффектом еще в 1965 г. одним из авторов настоящей статьи был объяснен более мягкий спектр адронов высокой энергии в глубине земной атмосферы, чем спектр первичных ГКЛ [21]. В работе [22] было найдено приближенное решение уравнения (4) при аппроксимации (5). Оно имеет вид

$$I(E, x) = I_0 E^{-\beta} e^{-x/L(E)},$$

где

$$L(E) = \frac{L_0}{1 + b \ln(E/E_0)},$$

или в другой форме

$$I(E, x) = I_0 E^{-(\beta+\delta)} e^{-x/L_0},$$

где

$$\delta = bx/L_0.$$

Приведенное приближенное решение относится к частицам с $E > E_0$ при граничных условиях

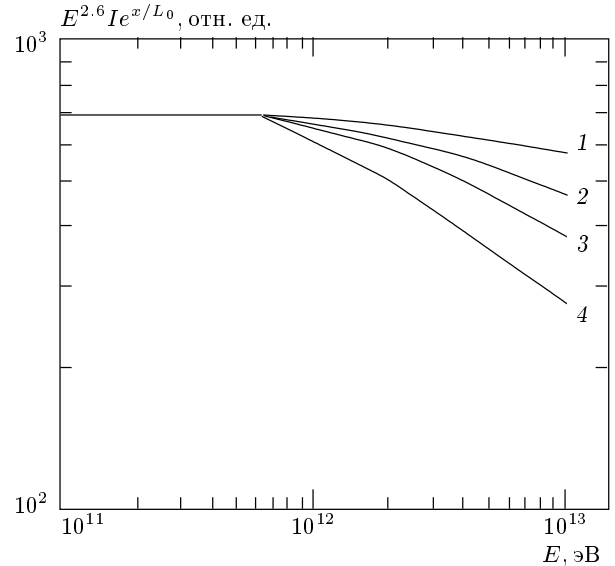


Рис. 4. Спектры протонов на разных глубинах x водородной атмосферы: $x = 100$ (1), 200 (2), 300 (3), 450 (4) $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$

$I(E, x = 0) = I_0 E^{-\beta}$. Оно дает погрешность в величине $L(E)$ всего в 2% при слое поглощающего вещества $x = 700 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ и $b = 0.04$.

Из рис. 3 видно, что $\sigma^{in} = \text{const}$ при $E < E_0$. Поэтому для частиц с $E \ll E_0$ решение уравнения (4) должно соответствовать случаю $\sigma^{in} = \text{const}$, т. е. иметь вид

$$I(E, x) = I_0 E^{-\beta_0} e^{-x/L_0}.$$

Применим эти решения к случаю ускорения частиц на ранней стадии вспышки сверхновой, т. е. в достаточно «глубоких» областях ее оболочки.

Допустим, что ускоренные частицы первоначально имели степенной спектр вида

$$I(E) = I_0 E^{-\beta_0}.$$

От места ускорения до выхода частиц из звезды им придется пройти значительную толщину вещества оболочки, поэтому на выходе из оболочки спектр будет иметь разные спектральные индексы в разных энергетических областях. В области $E > E_0$ спектральный индекс будет равен $\beta = \beta_0 + \delta$, где $\delta = bx/L_0$ (x — количество пройденного вещества), а в области $E \ll E_0$ спектральный индекс не изменится и будет равен $\beta = \beta_0$. Таким образом, первоначально степенной спектр ускоренных протонов по выходе из сверхновой окажется степенным спектром с «коленом».

Чтобы выяснить, насколько широка область, в которой происходит изменение спектрального ин-

декса от β_0 до $\beta_0 + \delta$, как изменяется эта область в зависимости от пройденного количества вещества, мы провели численный расчет методом Монте-Карло прохождения потока нуклонов через разные толщ вещества при аппроксимации (5). Результаты этого расчета приведены на рис. 4.

Пользуясь рис. 4, можно связать энергию E_k , при которой происходит излом спектра, с количеством пройденного вещества x эмпирическим соотношением

$$E_k = 3.4(x/L_0)^{-0.8} \text{ ТэВ.}$$

Как видно, место колена в спектре протонов слабо зависит от количества пройденного вещества. Поэтому в наблюдаемом спектре, который является суммой спектров от многих источников, в которых протоны проходят разное количество вещества, размытие области колена будет небольшим, т. е. наблюдаемое место колена будет близко к величине E_0 в зависимости (5), что и наблюдается в эксперименте.

При рассмотрении различных механизмов ускорения космических частиц решающим фактором обычно является вид спектра ускоренных частиц и β — величина спектрального индекса в этом спектре. Однако возможен и другой подход к вопросу о формировании наблюдаемого спектра ГКЛ.

Он заключается в том, что в источниках частицы генерируются с некоторым спектром, далеким от степенного типа $I \propto E^{-\beta}$ с $\beta = 2-2.6$. Если в генерируемом спектре есть характерный параметр ξ , который определяет вид спектра, а сами источники распределены по степенному закону этого параметра, т. е. $I_k(\xi) \propto \xi^{-\beta}$, где I_k — мощность k -го источника, то суммарный спектр может иметь степенной закон с показателем степени, равным β .

Ярким примером образования степенного спектра таким путем является спектр энергичных γ -квантов в земной атмосфере от распада π^0 -мезонов. Если π^0 -мезоны (источники) имеют степенное распределение по лоренц-фактору (или, что равносильно, по E_{max} — максимальной энергии рождаемых γ -квантов), то суммарный спектр γ -квантов будет степенным с показателем, определяющим распределение по E_{max} . В то же время в самих источниках (системе покоя π^0 -мезонов) γ -кванты моноэнергичны, т. е. их распределение очень далеко от степенного.

Если принять во внимание, что степенное распределение какого-либо признака самых разных физических величин в природе является очень распространенным, то представляется вероятным и формирование наблюдаемого спектра протонов рассмот-

ренным процессом. При этом наблюдаемая величина β является средним значением большого числа значений β_i спектров от индивидуальных источников. Величина $\delta = b(x/L_0)$ является также средней из многих индивидуальных толщин пройденного вещества в индивидуальных сверхновых.

Одной из особенностей такого формирования наблюдаемого спектра является его уплощение с ростом энергии. Это связано с тем, что наблюдаемый спектр состоит из набора спектров с разными значениями β_i . С ростом E вклад компонент с большими β_i будет уменьшаться и, соответственно, возрастать вклад компонент с меньшими значениями β_i . Этот эффект экспериментально наблюдаем.

Завершая обсуждение темы о спектре протонов, подчеркнем, что существование колена в спектре протонов при $E_k \sim 1$ ТэВ является важным свидетельством того, что протоны космических лучей генерируются в плотных объектах, в которых проходят сотни г·см⁻² вещества. Это обстоятельство может быть важным свидетельством галактического происхождения протонной компоненты космических лучей.

Космические лучи, о которых шла речь выше, составляют основной поток. Их энергии не выходят за пределы так называемого «колена» в спектре всех частиц при $E \approx (3-5) \cdot 10^{15}$ эВ. Как правило, они исследуются прямыми методами в экспериментах на баллонах и спутниках Земли. Согласно общепринятой точке зрения их источниками являются сверхновые звезды нашей Галактики, а механизмом ускорения — ударные волны расширяющейся оболочки сверхновой. Начиная от «колена» вплоть до измеренного конца спектра порядка 10^{20} эВ простирается область космических лучей сверхвысоких энергий. Эта область исследуется только косвенными методами. В этой области свои весьма интересные проблемы, далекие от тех, которые мы рассматривали выше. Современное представление о них дает работа [24].

Рассмотренный процесс образования протонного спектра с коленом при энергии порядка 1 ТэВ никоим образом не затрагивает существующие модели ускорения ядер. Более того, так как ускорение ядер возможно только в условиях малой плотности среды, ядра могут ускоряться на ударных волнах в оболочках тех же сверхновых, в которых были ускорены протоны, но только на более поздней стадии: сначала ускоряются протоны, а затем, некоторое время спустя, ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Shibata, *Nuovo Cimento C* **19**, 713 (1996).
2. N. L. Grigorov, V. E. Nesterov, I. D. Rappoport et al., in *Space Research XII*, Akademie-Verlag, Berlin (1972), p. 1617.
3. Н. Л. Григоров, *Косм. исслед.* **33**, 339 (1995).
4. Дж. Адамс, В. И. Зацепин, М. И. Панасюк и др., *Изв. РАН сер. физ.* **61**, 1181 (1997).
5. N. Grigorov and E. Tolstaya, in *Proc. of the 27th ICRC*, Hamburg, Germany (2001), p. 1647.
6. А. Шомоди, С. Сугар, Б. Чадраа и др., *ЯФ* **28**, 445 (1978).
7. J. Wefel for the ATIC collaboration, in *Proc. of the 27th ICRC*, Hamburg, Germany (2001), p. 2111.
8. Ю. И. Стожков, послано в Краткие сообщения по физике (ФИАН) (2004).
9. Н. Л. Григоров, *ЯФ* **51**, 157 (1990).
10. ГОСТ СССР, 25645.122-85; 25645.125-85; 25645.144-88.
11. Н. Л. Григоров, Е. Д. Толстая, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 147 (2001).
12. Ya. Kawamura, H. Matsutani, and H. Najio, *Phys. Rev. D* **40**, 729 (1989).
13. И. П. Иваненко, В. Я. Шестоперов, И. Д. Раппопорт и др., in *Proc. of the 23rd ICRC*, Calgary, Canada (1993), Vol. 2, p. 17.
14. В. И. Зацепин, Т. В. Лазарева, Г. П. Сажина и др., *ЯФ* **57**, 684 (1994).
15. M. L. Cherry for the JACEE collaboration, in *Proc. of the 25th ICRC*, Rome, Italy (1997), Vol. 4, p. 1.
16. Н. С. Коновалова, Дисс. . . . канд. физ.-матем. наук, ФИАН, Москва (1996).
17. RUNJOB collaboration, *Astropart. Phys.* **16**, 13 (2001).
18. N. Grigorov and E. Tolstaya, in *Proc. of the 26th ICRC*, Salt Lake City, USA (1999), Vol. 3, p. 183.
19. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Раппопорт и др., *ЯФ* **11**, 1058 (1970).
20. S. A. Colgate and M. H. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 235 (1960).
21. Н. Л. Григоров, И. Д. Раппопорт, И. А. Савенко и др., *Изв. АН СССР сер. физ.* **29**, 1656 (1965).
22. Н. Л. Григоров, *ЯФ* **25**, 788 (1977).
23. T. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).
24. E. Roulet, E-print archives astro-ph/0310367.