

строгo экспоненциального закона, что можно объяснить зависимостью пробега поглощения от энергии частицы обратного тока. Полученные значения L_{abs} для электронно-позитронной компоненты близки к оценке поглощения обратного тока по данным эксперимента «Сокол-2» [7].

Проведенный анализ позволяет выделить основные характеристики обратного тока из адронных каскадов. Значительную долю обратного тока составляют нейтроны с энергиями от 0.1 МэВ до 1 ГэВ. Моделирование показало существенную энергетическую зависимость обратного тока. Сравнение пространственных распределений электронно-фотонной и нейтронной компонент обратного тока показывает, что основным источником электромагнитной компоненты является начальный участок адронного каскада, в случае нейтронов — преимущественно максимум каскада.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-02-16272.

Литература

1. Григоров Н.Л., Мурзин В.С., Рапопорт И.Д. // ЖЭТФ. 1958. **34**, № 2. С. 506
2. Иваненко И.П., Подорожный Д.М., Рапопорт И.Д. и др. Каскадная теория ливней. М., 1996.
3. GEANT User's Guide. CERN DD/EE/83/1. Geneva, 1983.
4. Калмыков Н.Н., Остапченко С.С. // Препринт НИИЯФ МГУ 1998. № 98-36/537.
5. Рапопорт И.Д., Турундаевский А.Н., Шестоперов В.Я. // Ядерная физика. 2002. **65**, № 1. С. 176.
6. Adams J.H., Башинджагян Г.Л., Зацепин В.И. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2001. № 4. С. 38.
7. Шестоперов В.Я., Рапопорт И.Д., Басина Ю.В. и др. // Ядерная физика. 1994. **57**, № 5. С. 858.

Поступила в редакцию
06.06.03

УДК 537.531.15

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И МАССОВОГО СОСТАВА ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ИЗ СПЕКТРОВ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ ПО ЧИСЛУ ЭЛЕКТРОНОВ И МЮОНОВ

Е. А. Вишневская, В. Н. Калмыков, Н. Н. Калмыков, Г. В. Куликов,
В. П. Сулаков
(НИИЯФ)

E-mail: valery@eas.sinp.msu.ru, kalm@eas.sinp.msu.ru

На основе анализа экспериментальных данных установки ШАЛ МГУ оценивается массовый состав первичного космического излучения (ПКЛ). При проведении расчетов используется кварк-глюонная модель адронных взаимодействий QGSJET и предполагается, что излом в первичном энергетическом спектре является следствием диффузии ПКЛ. Расчетная модель хорошо воспроизводит первичный энергетический спектр, полученный на установках ШАЛ МГУ и ШАЛ Тунка-25. Обсуждаются экспериментальные спектры по числу электронов и мюонов установки KASCADE.

Введение

45 лет назад впервые был обнаружен излом в спектре широких атмосферных ливней (ШАЛ) по числу электронов на уровне моря при числе частиц, примерно соответствующем энергии первичной частицы $\approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ [1]. Результаты работы [1] были затем подтверждены другими группами исследователей. Впоследствии излом был обнаружен и в спектрах других компонент ШАЛ: мюонной, черенковского излучения [2], а также в спектре адронной компоненты [3]. Однако природа излома и сейчас остается предметом интенсивных исследований. Наиболее естественное объяснение наблюдаемого явления состоит в наличии соответствующей нерегулярности в энергетическом спектре ПКЛ,

обусловленной процессами ускорения в источниках и/или распространения ПКЛ в Галактике.

В настоящей работе излом рассматривается как следствие изменения характера распространения космических лучей в галактическом пространстве [4]. Анализ экспериментальных данных установки ШАЛ МГУ в рамках кварк-глюонной модели адронных взаимодействий QGSJET [5] позволил сделать оценку массового состава ПКЛ и с хорошей точностью воспроизвести первичный энергетический спектр по данным установок ШАЛ МГУ и ШАЛ Тунка-25. В то же время результаты анализа показывают, что экспериментальный спектр ШАЛ по числу мюонов установки KASCADE не согласуется с традиционными представлениями о характере излома.

1. Теория

Согласно диффузионной модели распространения космических лучей, излом в первичном энергетическом спектре может быть обусловлен зависимостью коэффициента диффузии D космических лучей от энергии: $D(E_0)$ слабо зависит от энергии до критического значения $E_{cr}(Z) = E_{cr}(p)Z$, где Z — заряд частицы, $E_{cr}(p)$ — критическая энергия протона. При $E_0 > E_{cr}(Z)$ определяющим фактором становится холловская диффузия, связанная с дрейфом частиц в регулярном магнитном поле Галактики, $D(E_0)$ растет пропорционально E_0 , и частицы уходят из пределов Галактики. Чем тяжелее ядро, тем позднее должен наступать излом в парциальном спектре данной группы ядер и, следовательно, первичное излучение в области за изломом должно обогащаться тяжелыми ядрами. В экспериментальном плане сведения о массовом составе ПКЛ можно извлечь из совместного анализа спектров ШАЛ по числу мюонов и электронов.

Для проведения расчетов была использована модель первичного энергетического спектра, полученная в работе [6]. В этой работе, как и в [4], сохраняется протяженное гало, но магнитное поле в диске совпадает с хорошо известной моделью Рэнда-Кулкарни [7]. На рис. 1 показаны парциальные и суммарный спектры (см. [6]), нормированные с учетом заданного массового состава ПКЛ при $E_0 = 10^{15}$ эВ. Для перехода к спектру по полному числу частиц (или по числу мюонов) необходимо определить количество ливней с числом частиц в интервале от N_{min} до N_{max} :

$$J = \sum_{k=1}^5 P_k \int_{E_{0\ min}}^{E_{0\ max}} I(E_0, Z) dE_0 \int_{N_{min}}^{N_{max}} W(N(E_0, A)) dN,$$

где N_{min} и N_{max} — границы рассматриваемого интервала, $E_{0\ min}$ и $E_{0\ max}$ — границы энергетической

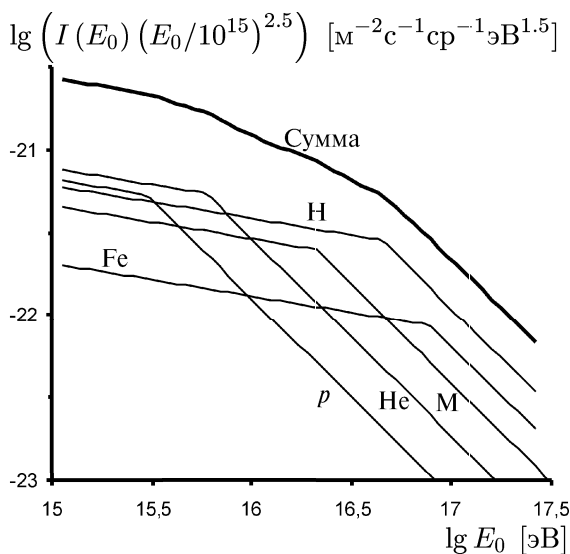


Рис. 1. Модель первичного энергетического спектра

области, вносящей вклад в создание ливней с числом частиц от N_{min} до N_{max} , k — номер группы ядер, P_k — доля ядер данной группы при энергии 10^{15} эВ, $W(N(E_0, A))$ — функция распределения плотности вероятности получить ливень с числом частиц в заданном интервале по N от первичной частицы с энергией E_0 и массовым числом A . Эта функция для различных групп ядер рассчитывается с использованием модели QGSJET методом Монте-Карло. Для каждой группы ядер разыгрывалось 10^5 ливней. Результаты расчетов могут быть параметризованы гауссовым распределением (в переменной $\ln N$). Нами учитывались следующие группы ядер: протоны p , гелий He , M -группа ($Z = 6-9$), H -группа ($Z = 10-20$) и железо. Определение величин P_k осуществлялось при помощи критерия согласия Пирсона путем минимизации величины

$$\chi^2 = \sum_m (J_{exp}(N) - J_{th}(N))^2 / J_{th}(N),$$

где J_{exp} — экспериментальное значение числа ливней с числом частиц N , J_{th} — теоретическое значение числа ливней, зависящее от P_k , m — число интервалов по N . Минимизация осуществлялась прямым перебором всех возможных составов с шагом 0.01. Если вероятность согласия для какого-либо состава превышала 0.05, то данный состав принимался как возможный. Далее определялись коэффициенты P_k , усредненные по всем принятым составам, и рассчитывался энергетический спектр ПКЛ. Более детально метод расчета описан в работе [8]. Суммарный дифференциальный энергетический спектр:

$$I_{tot}(E_0) = \sum_{k=1}^5 P_k I(E_0, Z(k)),$$

где $I(E_0, Z(k))$ — парциальные энергетические спектры. Значения показателей парциальных спектров до и после излома принимались равными $\gamma_1 = 2.7$, $\gamma_2 = 3.7$.

2. Результаты расчетов и обсуждение

На установке ШАЛ МГУ регистрировались мюоны с энергией ≥ 10 ГэВ. Методически корректно (в силу особенностей управляющей системы установки ШАЛ МГУ) можно было изучать ливни с числом мюонов $N_\mu \geq 10^4$, что соответствует области за изломом. На рис. 2 показаны экспериментальный [9] (для ливней с зенитным углом прихода $\theta \leq 30^\circ$) и расчетный дифференциальные спектры по числу мюонов. На рисунке также изображен спектр, который получен путем пересчета из спектра по числу электронов [9] с использованием зависимости N_μ от N_e , установленной ранее и имеющей вид

$$N_\mu = 3.24 \cdot 10^3 \cdot \left(\frac{N_e}{10^5}\right)^{0.78},$$

что позволило определить спектр по числу мюонов в области до излома. Величина изменения показателя

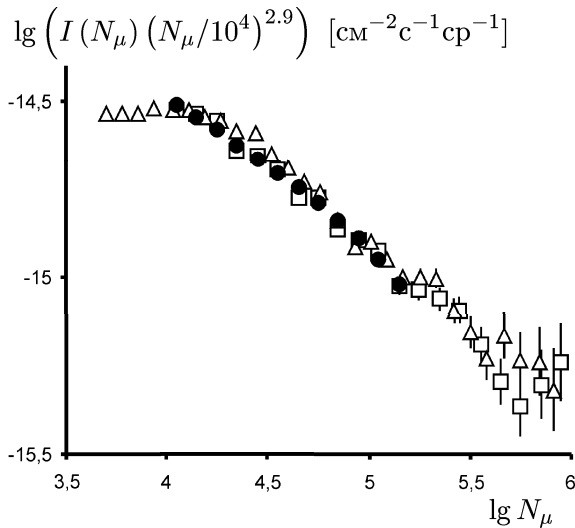


Рис. 2. Дифференциальный спектр ШАЛ по числу мюонов с энергией ≥ 10 ГэВ (ШАЛ МГУ). \square — экспериментальный спектр по числу мюонов, \triangle — спектр по числу мюонов, полученный пересчетом из спектра по числу электронов, \bullet — теоретический спектр по числу мюонов

теля степени составляет $\Delta\kappa_\mu = 0.51 \pm 0.04$. Все три спектра хорошо согласуются.

Анализируя полученные данные, можно прийти к выводу, что утяжеление массового состава ПКЛ за изломом действительно подтверждается. Это согласуется с результатами анализа, выполненного ранее [8] (таблица).

Массовый состав ПКЛ

E_0 , эВ	Группа	Работа [8]	Настоящая работа
10^{15}	$p + \text{He}$	62 ± 5	55 ± 6
	$\text{H} + \text{Fe}$	19 ± 5	30 ± 7
10^{17}	$p + \text{He}$	24 ± 5	11 ± 5
	$\text{H} + \text{Fe}$	63 ± 7	70 ± 8

Надо, однако, отметить, что результаты исследования массового состава вблизи области излома обнаруживают значительный разброс [10].

Первичный энергетический спектр, восстановленный из спектра по числу мюонов, хорошо согласуется с энергетическим спектром (рис. 3), пересчитанным из спектра по числу электронов установки ШАЛ МГУ [9], а также с энергетическим спектром установки ШАЛ Тунка-25, полученным из наблюдений черенковского излучения на уровне моря [11]. Как видно из рисунка, совпадение спектров (при первичных энергиях $3 \cdot 10^{15} - 10^{17}$ эВ) можно признать хорошим.

Представляет интерес сравнение данных установки ШАЛ МГУ с результатами исследования спектров по числу электронов и мюонов, проведенного на установке KASCADE [12]. Спектр по числу электронов, полученный на этой установке, хорошо согласуется с данными ШАЛ МГУ (и большинства других установок), как следует из данных, представленных на рис. 4. Однако ситуация со спектром по числу мюонов оказывается более сложной (рис. 5).

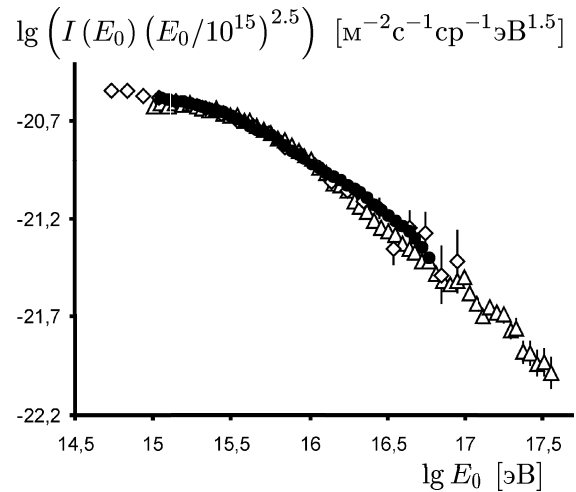


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр первичных космических лучей. \triangle — спектр, полученный из спектра ШАЛ по числу электронов (ШАЛ МГУ), \diamond — спектр установки ШАЛ Тунка-25, \bullet — спектр, восстановленный из спектра ШАЛ по числу мюонов

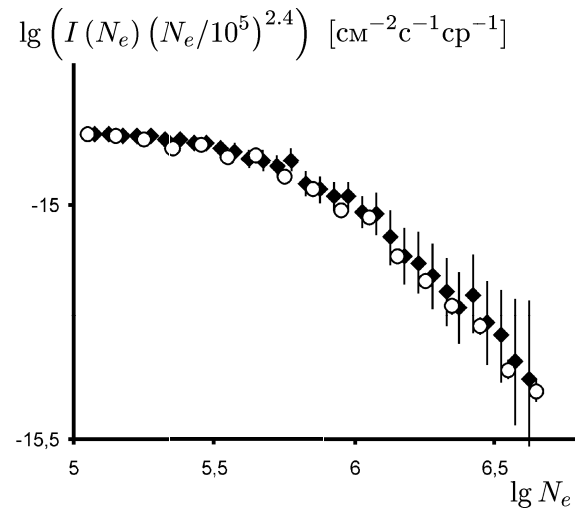


Рис. 4. Дифференциальный спектр ШАЛ по числу электронов ($\theta \leq 18^\circ$). \circ — спектр ШАЛ МГУ, \blacklozenge — спектр KASCADE

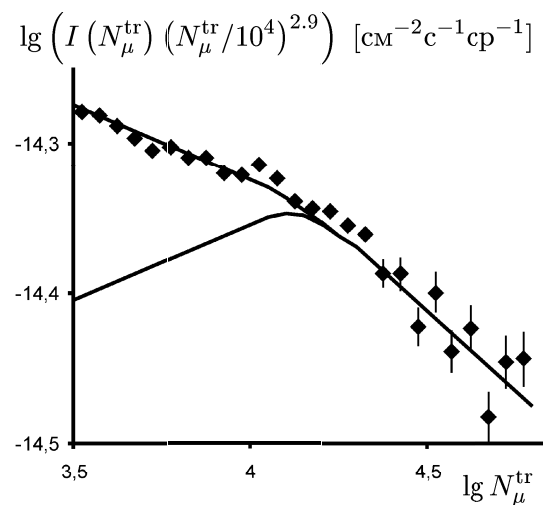


Рис. 5. Дифференциальный спектр ШАЛ по «усеченному» числу мюонов. \blacklozenge — экспериментальные данные установки KASCADE [12], кривая 1 — расчетный спектр с постоянными флуктуациями N_μ^{tr} , кривая 2 — расчетный спектр с возрастанием флуктуаций при уменьшении N_μ^{tr}

На установке KASCADE используется так называемое «усеченное» число мюонов N_{μ}^{tr} , соответствующее интегралу от плотности мюонов в интервале от 40 до 200 метров. Энергия мюонов $\geq 0.2-0.3$ ГэВ. Экспериментальный спектр по N_{μ}^{tr} почти не имеет излома ($\Delta\kappa_{\mu}^{\text{tr}} \sim 0.1$, см. рис. 5), в то время как данные других установок говорят об обратном ($\Delta\kappa_{\mu} \sim 0.5$). Если воспользоваться традиционной зависимостью числа мюонов от первичной энергии вида $N_{\mu} \sim E_0^{\alpha}$, то для установки KASCADE величина показателя α_{μ}^{tr} близка к единице ($\alpha_{\mu}^{\text{tr}} = 0.97$ согласно [13]), тогда как для 10 ГэВ-ных мюонов, регистрировавшихся на установке ШАЛ МГУ, $\alpha_{\mu} = 0.87$. Поэтому не следует ожидать полного тождества спектров по числу мюонов, измеренных на установках ШАЛ МГУ и KASCADE. Данные KASCADE можно сопоставить с данными установки EAS-TOP [14], полученными для мюонов с энергией ≥ 1 ГэВ (соответствующее $\alpha_{\mu} = 0.94$). Величина излома в мюонном спектре согласно данным EAS-TOP составляет: $\Delta\kappa_{\mu} = 0.4 \pm 0.14$ для ливней с углом прихода $1 < \sec\theta < 1.05$ и 0.45 ± 0.14 для $1.1 < \sec\theta < 1.15$. Различие между данными KASCADE и EAS-TOP должно быть намного меньше, чем между данными KASCADE и ШАЛ МГУ. Данные установки EAS-TOP соответствуют традиционным представлениям о форме излома, тогда как данные KASCADE этим представлениям противоречат.

Если пренебречь флуктуациями в развитии ШАЛ, то, принимая во внимание, что $N_{\mu}^{\text{tr}} \sim E_0$, мы могли бы ожидать, что величина излома $\Delta\kappa_{\mu}^{\text{tr}}$ будет близкой к величине излома в первичном спектре $\Delta\gamma$ ($\sim 0.3-0.4$), но их большое отличие дает основания для сомнений в том, что такое пренебрежение допустимо. Напротив, возникает вопрос, какие флуктуации могли бы произвести необходимое искажение экспериментального спектра. Оценки показывают (рис. 5), что среднеквадратичное отклонение логарифма $\ln N_{\mu}^{\text{tr}}$ должно возрасти от 0.3 до 0.7 при уменьшении N_{μ}^{tr} от $1.26 \cdot 10^4$ (излом) до $3.2 \cdot 10^3$. Требуемое увеличение вряд ли можно получить за счет пуассоновых флуктуаций, потому что число мюонов, непосредственно регистрируемое установкой KASCADE, достаточно велико даже на нижнем пределе (не менее 60). Поэтому неясно, возможно ли столь резкое возрастание флуктуаций, и следует признать, что спектр по числу мюонов KASCADE не согласуется с обычными представлениями о характере излома.

Заключение

Современные модели развития ШАЛ позволяют сейчас с хорошей точностью воспроизводить экспериментальные данные различных установок с применением существующей сегодня теории распространения ПКЛ. Модель адронных взаимодействий QGSJET, активно используемая многими авторами,

дает достаточно надежные предсказания в области излома. Таким образом, в рамках современной теории диффузии ПКЛ можно описывать первичный спектр в интервале энергий $10^{15}-10^{17}$ эВ. Однако это не исключает возможности добиться аналогичного результата, предполагая изменение спектра ПКЛ в источниках. В настоящее время как теория распространения космических лучей в Галактике, так и теория ускорения в источниках еще далеки от окончательного завершения, однако, по-видимому, можно высказать предположение, что излом должен быть следствием совокупного влияния процессов ускорения и распространения космических лучей. В то же время надо заметить, что существуют экспериментальные данные, описание которых представляется затруднительным не только в рамках модели QGSJET, но и в рамках более широкого класса моделей. Поэтому нельзя абсолютизировать результаты, полученные в рамках модели QGSJET, так как возможна некоторая корректировка существующих моделей взаимодействия адронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 гг. (контракт № 40.014.1.1.1110), а также РФФИ (грант № 02-02-16081).

Литература

1. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ 1958. **35**, № 4(10). С. 635.
2. Kalmykov N.N., Khristiansen G.B. // J. Phys. G. 1995. **21**. P. 1279.
3. Haungs A. // Proc. 25th ICRC. Durban, 1997. **4**. P. 101.
4. Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N. et al. // Astron. Astrophys. 1993. **268**. P. 726.
5. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. 1997. **B52**. P. 17.
6. Kalmykov N.N., Pavlov A.I. // Proc. of 26th ICRC. Salt Lake City, 1999. **4**. P. 263.
7. Rand R.I., Kulkarni S.R. // Astrophys. J. 1989. **343**. P. 760.
8. Вишневская Е.А., Калмыков Н.Н., Куликов Г.В. и др. // Ядерная физика. 1999. **62**. С. 300.
9. Вишневская Е.А., Калмыков В.Н., Калмыков Н.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. **66**, № 11. С. 1566.
10. Panasyuk M.I. // Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Moscow State University. Preprint 98-33/534 D.V. Moscow, 1998.
11. Буднев Н.М., Чернов Д.В., Гресс О.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. **66**, № 11. С. 1563.
12. Ulrich H., Antoni T., Apel W.D. et al. // Proc. of 27th ICRC. Hamburg, 2001. **1**. P. 97.
13. Haungs A., Antoni T., Apel W.D. et al. // Ibid. P. 63.
14. Aglietta M., Alessandro B., Antonioli P. et al. // Nucl. Phys. 1999. **A75**. P. 251.

Поступила в редакцию
11.06.03