

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ $E_0 \geq 10^{17}$ эВ ПО ДАННЫМ ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКИ

А. В. Глушков, М. И. Правдин*

*Институт космофизических исследований и астрономии Якутского научного центра им. Ю. Г. Шафера
Сибирского отделения Российской академии наук
677891, Якутск, Россия*

Поступила в редакцию 24 марта 2006 г.

Приведены результаты совместного анализа астрофизических характеристик первичного космического излучения и структуры широких атмосферных ливней с энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ по данным Якутской установки за период регистрации 1974–2005 гг. Показано, что при $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18}$ эВ из диска Сверхгалактики (Местного сверхскопления галактик) идут повышенные, а при $E_0 \leq (2-3) \cdot 10^{18}$ эВ пониженные потоки частиц. При этом ливни с $E_0 \geq (3-5) \cdot 10^{18}$ эВ развиваются существенно иначе, чем в области меньших энергий. Это интерпретируется как проявление возможного взаимодействия внегалактического первичного космического излучения с веществом указанной структуры пространства.

PACS: 95.30.-k, 96.40.Pq, 96.40.-z, 98.70.-f

1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственная структура широких атмосферных ливней (ШАЛ) является одним из наиболее информативных каналов при исследовании ядерно-физических характеристик развития ШАЛ и состава первичного космического излучения (ПКИ) в области сверхвысоких энергий ($E_0 \geq 10^{15}$ эВ). Космические лучи с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ регистрируются на Якутской установке ШАЛ непрерывно с 1970 г., а в режиме устойчивой работы — с 1974 г. За это время накоплен огромный экспериментальный материал, который позволил получить ряд новых сведений о природе ПКИ. В работах [1–11] приведены результаты исследования функций пространственного распределения мюонов с пороговой энергией $E_\mu \approx 1.0 \text{ sec } \theta$ ГэВ и всех заряженных частиц (электронов и мюонов). В этих работах обнаружено аномальное поведение функций пространственного распределения обеих компонент ШАЛ с $E_0 \geq (3-5) \cdot 10^{18}$ эВ. Оно связано с какими-то новыми процессами развития ШАЛ в этой области энергий.

Дополнительная информация о природе косми-

ческих лучей с энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ заключена в астрофизических особенностях ШАЛ, которые указывают на возможное существование двух компонент: галактической и внегалактической [12–26]. В первую очередь это относится к энергетическому спектру ПКИ. Его форма и интенсивность в области обрыва (около 10^{20} эВ), предсказанного Зацепиным, Кузьминым и Грейзеном [27, 28], имеют важное значение для выявления состава ПКИ и источников их образования. Экспериментальные результаты, полученные на разных установках [29–35], в два раза различаются между собой по абсолютной интенсивности, но близки по форме. Изменение интенсивности не описывается единой степенной зависимостью. Форма спектра при $E_0 > 10^{19}$ эВ соответствует предположению, что основной поток ПКИ образуется во внегалактических источниках [36, 37].

В работах [25, 26] показано, что форма спектра зависит от областей неба, откуда приходит ПКИ. Это видно на рис. 1, где светлыми кружками изображен интегральный спектр первичных частиц, приходящих непосредственно из экваториальной области Сверхгалактики (Местного сверхскопления галактик). Мы рассмотрели выборку ливней в полосе сверхгалактических широт $-8^\circ < b_{SG} < 2^\circ$. Ошиб-

*E-mail: a.v.glushkov@ikfia.ysn.ru

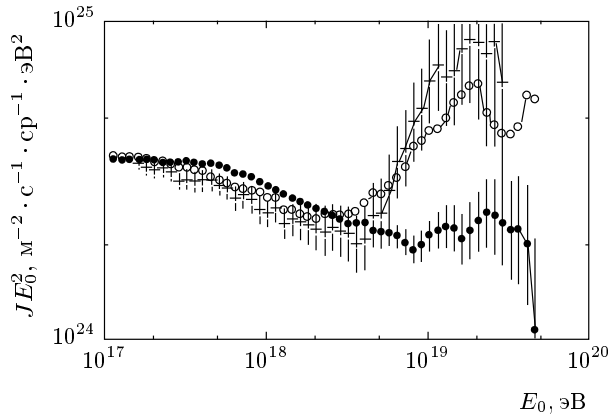


Рис. 1. Интегральные энергетические спектры: темные кружки — для 22465 ливней с направлениями прихода вне экваториальных областей Галактики и Сверхгалактики ($|b_G| > 10^\circ$ и $|b_{SG}| > 10^\circ$); светлые кружки — для 4295 ливней в полосе широт $-8^\circ < b_{SG} < 2^\circ$ Сверхгалактики; крестики — для ливней из области неба с $-8^\circ < b_{SG} < 2^\circ$ и $100^\circ < l_{SG} < 130^\circ$

ки интенсивностей не приведены, чтобы не загромождать рисунок (они примерно такие же, как и у других спектров на рис. 1). Темными кружками изображен «фонный» спектр, построенный точно так же из 22465 ливней, направления прихода которых имеют широту $|b_{SG}| > 10^\circ$, т. е. лежат вне экваториальной области Сверхгалактики. Мы исключили из фонового спектра все события с $|b_G| \leq 10^\circ$, попадающие в экваториальную область Галактики, вклад которой при $E_0 > (5-7) \cdot 10^{18}$ эВ также весьма ощутим [25, 26]. Здесь сразу же обращают на себя внимание некоторые важные, на наш взгляд, моменты. Во-первых, при $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18}$ эВ в диске Сверхгалактики отчетливо видно избыточное излучение, превышающее фонный спектр. Оно заметно усиливается (крестики), если в диске Сверхгалактики взять более узкий сектор ($100^\circ < l_{SG} < 130^\circ$) с максимумом потока частиц в направлении с экваториальными координатами $\alpha \approx 40^\circ$ и $\delta \approx 74^\circ$. Во-вторых, при $5 \cdot 10^{17}$ эВ $< E_0 < 2 \cdot 10^{18}$ эВ из диска Сверхгалактики приходит на 10–15 % меньше частиц, чем наблюдается в целом для остальной части неба.

На рис. 2 показаны изменения фазы φ_1 первой гармоники для всей выборки ливней, вошедших в спектры на рис. 1. Эта фаза характеризует глобальное распределение направлений прихода ПКИ на небесной сфере в экваториальных координатах. Она находилась методом гармонического анализа [38], суть которого заключается в выборе наилучших зна-

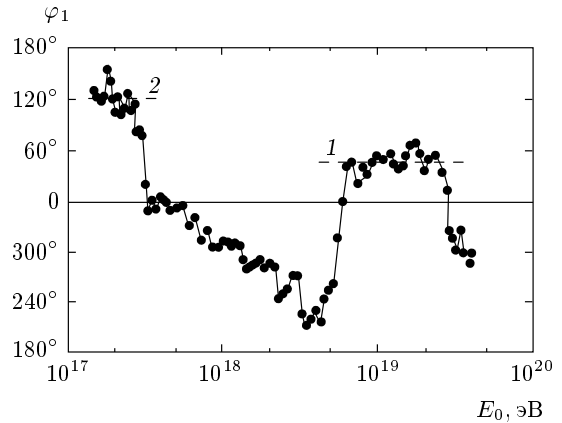


Рис. 2. Изменение фазы первой гармоники соотношения (2) для выборки ливней, вошедших в спектры рис. 1, в интервалах $h = \Delta \lg E_0 = 0.5$ путем последовательного их сдвига по энергии на $0.1h$

чений амплитуды A_1 и фазы φ_1 функции

$$f(\alpha) = f_0 [1 + A_1 \cos(\alpha - \varphi_1)] \quad (1)$$

путем минимизации величины

$$X^2 = \sum_{i=1}^n (f_i - N_i)^2 / f_i, \quad (2)$$

где N_i — число ливней в i -м секторе $(\Delta\alpha)_i$;

$$f_0 = \left(\sum_{i=1}^n N_i \right) / n = N/n$$

и

$$A_1 = (f_{max} - f_{min}) / (f_{max} + f_{min}). \quad (3)$$

Относительный разброс соседних точек характеризует статистические ошибки определения фазы, а устойчивые значения и определенная последовательность ее смены указывают на реальное существование самой анизотропии ПКИ. Видно, что большинство фаз для событий с $6 \cdot 10^{18}$ эВ $\leq E_0 \leq 3 \cdot 10^{19}$ эВ сгруппировано возле $\varphi_1 \approx 40^\circ$ (штриховая линия 1), где на рис. 1 наблюдается относительно пологий участок спектра (bump)

$$J(\geq E_0) \propto E_0^{-\gamma} \quad (4)$$

с показателем $\gamma \approx 2.5$, который сменяется в области предельно высоких энергий $E_0 \geq 5 \cdot 10^{19}$ эВ резким обрывом спектра. В работах [23–26] мы отмечали, что эта фаза указывает на место пересечения плоскостей Галактики и Сверхгалактики, где по данным работы [39] имеется абсолютный максимум потока

ПКИ при $E_0 \approx 2 \cdot 10^{19}$ эВ, с экваториальными координатами $\alpha_{max} \approx 35^\circ \pm 20^\circ$ и $\delta_{max} \approx 52.5^\circ \pm 7.5^\circ$.

При $E_0 \approx (4-6) \cdot 10^{18}$ эВ фаза почти скачком принимает значение $\varphi_1 \approx 240^\circ$, а далее при уменьшении энергии до $3 \cdot 10^{17}$ эВ она постепенно увеличивается до $\varphi_1 \approx 360^\circ$. Этот диапазон относится на рис. 1 к более крутому участку спектра (4), с показателем $\gamma \approx 3.2$. В интервале энергий $5 \cdot 10^{17}$ эВ $< E_0 < 2 \cdot 10^{18}$ эВ средняя величина фазы равна $\varphi_1 \approx 300^\circ$. Она совпадает с экспериментальным результатом [40], полученным на установке AGASA (Akeno Giant Air Shower Array). Авторы работы [40] увязывают это направление с центром Галактики, откуда, по их мнению, может идти повышенный поток нейтронов. Высказывается предположение [41], что такие нейтроны могли возникнуть в результате нескольких последних гамма-вспышек в центре Галактики. Однако прямые наблюдения [42] не обнаружили никакого избытка ПКИ из центра Галактики.

В области энергий 10^{17} эВ $\leq E_0 < 3 \cdot 10^{17}$ эВ на рис. 2 имеется еще одна устойчивая фаза $\varphi_1 \approx 120^\circ$ (штриховая линия 2), которая на рис. 1 соответствует отдельному участку спектра с показателем $\gamma \approx 3$. Это направление никак не связано с плоскостью Галактики, откуда, казалось бы, в рамках диффузионной модели может приходиться избыток ядер различных химических элементов.

Обратим внимание на то место рис. 1, где спектр из диска Сверхгалактики идет выше фонового спектра. Примерно в этом же месте на рис. 2 происходит быстрая смена фазы φ_1 . Вероятно, такое совпадение имеет не случайный характер, а обусловлено какой-то общей причиной. Чтобы лучше понять ее, рассмотрим некоторые характеристики развития ШАЛ.

2. НЕРЕГУЛЯРНОСТИ РАЗВИТИЯ ШАЛ

2.1. Зависимости параметров b_s и b_μ от E_0

Исследуем вначале поведение функций пространственного распределения мюонов с пороговой энергией $E_\mu \approx 1.0 \text{ sec } \theta$ ГэВ и всех заряженных частиц (электронов и мюонов). Воспользуемся методикой построения функций распределения обеих компонент, изложенной в работе [9]. Будем рассматривать не все ливни, а лишь те из них, которые были зарегистрированы на Якутской установке после 1995 г., когда ее мастерная система стала достаточно однородной по всей площади: станции образуют однотипные треугольники со сторонами 500 м. И толь-

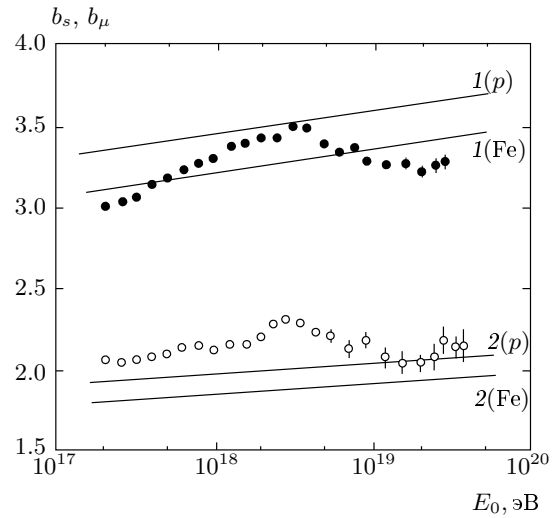


Рис. 3. Зависимости параметров b_s (темные кружки) и b_μ (светлые кружки) аппроксимаций (6) и (7) от E_0 в ливнях с зенитными углами $(\cos \theta) = 0.95$. Линии — расчет по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe): 1 — все заряженные частицы, 2 — мюоны

ко в области энергий $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18}$ эВ, где статистика все еще пока недостаточна, будем использовать все данные за период 1974–2005 гг. Энергия первичных частиц находилась аналогично работам [1–26]. Одними из наиболее чувствительных к моделям развития ШАЛ и составу ПКИ являются структурные параметры b_s и b_μ функций пространственного распределения

$$\rho_s(R) \propto \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-1.3} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{1.3-b_s} \left(1 + \frac{R}{2000}\right)^{-1}, \quad (5)$$

$$\rho_\mu(R) \propto \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-0.75} \left(1 + \frac{R}{R_0}\right)^{0.75-b_\mu} \left(1 + \frac{R}{2000}\right)^{-6.5}, \quad (6)$$

где R_M — мольеровский радиус (для Якутска $\langle R_M \rangle \approx 70$ м), $R_0 = 280$ м. Их зависимости от энергии E_0 показаны на рис. 3 темными и светлыми кружками соответственно для ливней с зенитными углами $\cos \theta \geq 0.9$. Прямыми линиями 1 и 2 изображены расчетные зависимости по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) [9].

На рис. 3 видно, что параметр b_s функций пространственного распределения всех заряженных

частиц грубо согласуется с моделью QGSJET в предположении того, что состав ПКИ меняется от ядер железа при $10^{17} \text{ эВ} < E_0 < 3 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ к протонному при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$, а далее с ростом энергии вновь быстро возвращается к ядрам железа. Параметр b_μ , напротив, противоречит такому изменению состава первичных частиц. Обратим, однако, внимание на тот факт, что оба параметра, b_s и b_μ , резко меняют свою зависимость от энергии на рис. 3 примерно в том же месте, где на рис. 1 и 2 наблюдаются отмеченные выше изменения энергетического спектра и фазы первой гармоники ПКИ. Мы полагаем, что это не случайное совпадение, а отражение реального изменения состава ПКИ. На установке AGASA также было зафиксировано аномальное поведение функций распределения всех заряженных частиц в ШАЛ с $E_0 \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ [43]. Оно выражалось в том, что форма функций распределения перестала меняться выше указанной энергии.

2.2. Доля мюонов

Еще одним чувствительным параметром к составу ПКИ и моделям развития ШАЛ является доля мюонов от полного числа заряженных частиц. Это связано с тем, что при смещении глубины максимума ливня к уровню наблюдения число электронов в ливне быстро увеличивается, а число мюонов, наоборот, убывает, т. е. обе компоненты меняются в противофазе. Это обстоятельство часто используется для оценки состава ПКИ (см., например, работы [44, 45]). На рис. 4а темными и светлыми кружками показаны соответственно отношения $\langle \rho_\mu(300) \rangle / \langle \rho_s(300) \rangle$ и $\langle \rho_\mu(600) \rangle / \langle \rho_s(600) \rangle$, полученные из средних функций пространственного распределения в ливнях с зенитными углами $\cos \theta \geq 0.9$. Штриховые линии относятся к расчетным величинам, найденным по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) [9]. Видно, что доля мюонов $\langle \rho_\mu(600) \rangle / \rho_s(600)$ при $E_0 \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ почти не меняется, а затем быстро уменьшается. Если сравнить ее с расчетными зависимостями (штриховыми линиями p и Fe), то можно сделать вывод об изменении состава ПКИ в диапазоне энергий $10^{17} \text{ эВ} \leq E_0 \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ от преобладающих при $E_0 \approx 10^{17} \text{ эВ}$ протонов к заметно утяжеленному при $E_0 \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ ядрами железа. Далее состав ПКИ вновь быстро меняется в сторону уменьшения атомного веса и при $E_0 \geq 3 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ он становится чисто протонным. Доля мюонов $\langle \rho_\mu(300) \rangle / \langle \rho_s(300) \rangle$ имеет аналогичную зависимость от E_0 и приводит к тако-

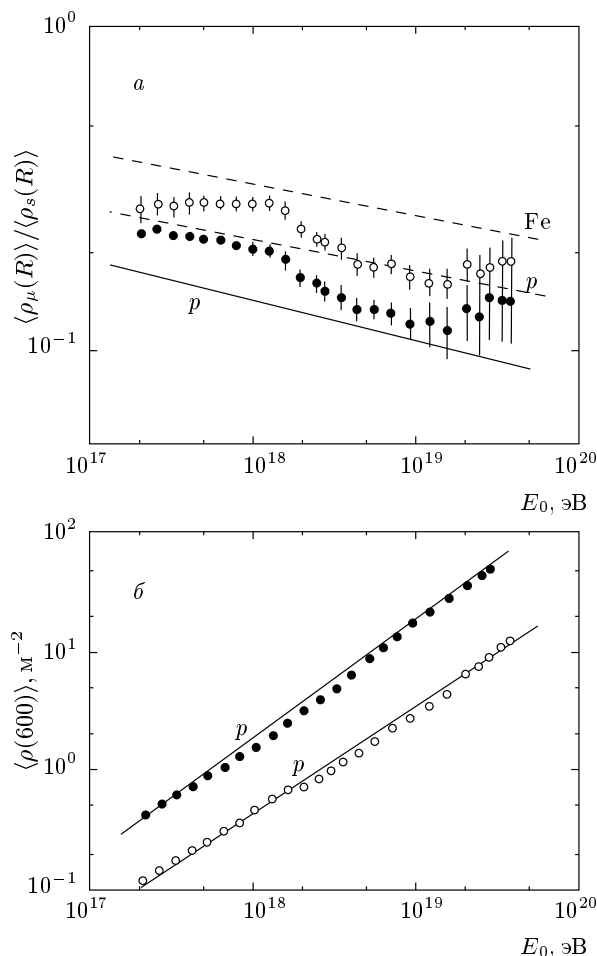


Рис. 4. а) Доля мюонов от общего числа заряженных частиц в ШАЛ с зенитными углами $\cos \theta \geq 0.9$ на расстояниях от оси $R = 300 \text{ м}$ (●) и $R = 600 \text{ м}$ (○) в зависимости от энергии E_0 . Штриховые линии — расчет $\langle \rho_\mu(600) \rangle / \langle \rho_s(600) \rangle$ по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe). Сплошная линия — расчет $\langle \rho_\mu(300) \rangle / \rho_s(300)$ по модели QGSJET для первичных протонов (p). б) Экспериментальные (●, ○) и вычисленные по модели QGSJET для первичных протонов (линии p) зависимости плотностей $\rho_s(600)$ (●) и $\rho_\mu(600)$ (○) от E_0 в ливнях с $\cos \theta \geq 0.9$

му же выводу о составе ПКИ. Сплошная линия p относится к расчету для протонов.

Зависимости самих измеренных величин $\langle \rho_s(600) \rangle$ и $\langle \rho_\mu(600) \rangle$ от энергии ливня изображены на рис. 4б соответственно темными и светлыми кружками. Ошибки здесь меньше размера кружков. Прямыми линиями показаны расчетные зависимости $\rho_s(600)$ и $\rho_\mu(600)$ от E_0 по модели QGSJET для первичных протонов. Они грубо не противо-

речат эксперименту во всем диапазоне энергий E_0 . Эти линии удовлетворяют соотношениям для заряженных частиц

$$\rho_{ch}(600) = 2.05(E_0/10^{18})^{1.00 \pm 0.01} \quad (7)$$

и мюонов

$$\rho_\mu(600) = 0.45(E_0/10^{18})^{0.92 \pm 0.01}. \quad (8)$$

Рассмотрим дополнительно долю полного числа мюонов от полного числа заряженных частиц, $\langle N_\mu(100 - 1000) \rangle / \langle N_s(100 - 1000) \rangle$, в интервале расстояний от оси ливня $\Delta R = 100 - 1000$ м. Эта величина в нашем случае достаточно хорошо измеряется при всех энергиях ШАЛ. Она слабо зависит от вида аппроксимаций функций пространственного распределения обеих компонент, статистических и методических ошибок эксперимента, в то же время являясь еще одним параметром, весьма чувствительным к моделям развития ШАЛ и составу ПККИ. Экспериментальная зависимость величины $\langle N_\mu(100 - 1000) \rangle / \langle N_s(100 - 1000) \rangle$ от энергии ШАЛ показана на рис. 5а темными кружками. Сплошной и штриховой линиями изображены ожидаемые из расчетов по модели QGSJET значения для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) [9]. Изменения самих величин $\langle N_s(100 - 1000) \rangle$ и $\langle N_\mu(100 - 1000) \rangle$ показаны на рис. 5б соответственно темными и светлыми кружками, а их теоретические значения — сплошными (p) и штриховыми (Fe) линиями для всех заряженных частиц и мюонов соответственно.

На рис. 5а видно, что экспериментальные данные грубо не противоречат слабоменяющемуся смешанному составу ПККИ при всех энергиях $E_0 \geq 10^{17}$ эВ. Однако сами величины $\langle N_s(100 - 1000) \rangle$ и $\langle N_\mu(100 - 1000) \rangle$ говорят о другом. Первая из них указывает на возможное существование в космических лучах более тяжелых, чем железо, ядер, а вторая лучше согласуется с экспериментом для протонного состава ПККИ. Это противоречие сильно затрудняет какой-либо определенный вывод о составе ПККИ среди ядер различных химических элементов. Однако данные на рис. 5 однозначно отвергают присутствие в составе ПККИ сколько-нибудь заметной доли гамма-квантов, поскольку последние дают долю мюонов в 7–10 раз меньшую, чем наблюдается в эксперименте.

2.3. Зенитно-угловые зависимости $\rho_\mu(600)$

Дополнительную информацию о развитии ШАЛ можно получить из зенитно-угловой зависимости величины $\rho_\mu(600)$. На рис. 6 показаны ее изменения

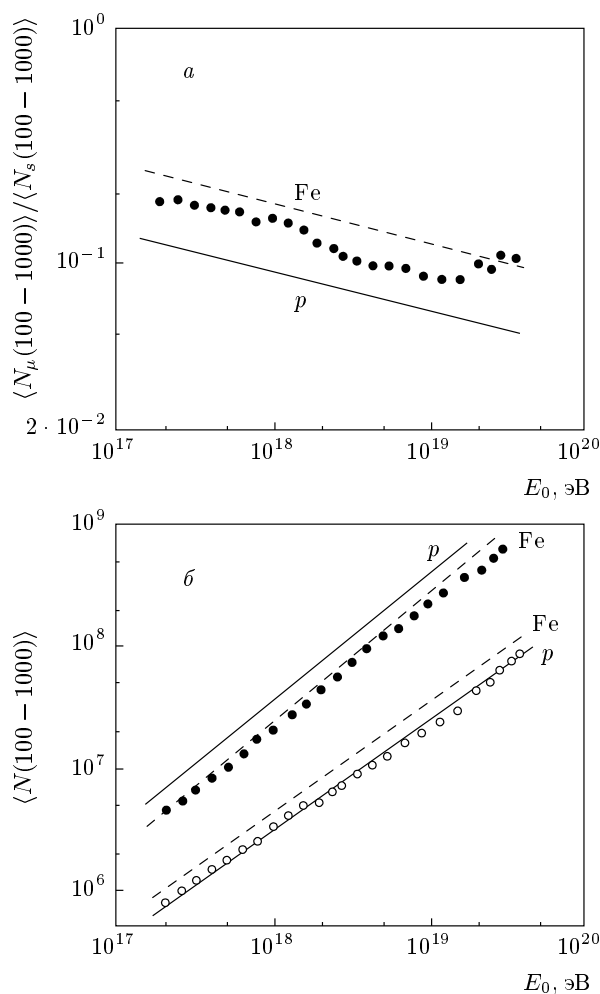


Рис. 5. а) Доля полного числа мюонов от полного числа заряженных частиц в ШАЛ с зенитными углами $\cos \theta \geq 0.9$ в интервале расстояний от оси $\Delta R = 100 - 1000$ м, измеренная в эксперименте (\bullet) и вычисленная по модели QGSJET для первичных протонов (сплошная линия p) и ядер железа (штриховая линия Fe) в зависимости от энергии ливня. б) Экспериментальные (\bullet , \circ) и вычисленные по модели QGSJET для первичных протонов (сплошные линии p) и ядер железа (штриховые линии Fe) зависимости величин $\langle N_s(100 - 1000) \rangle$ (\bullet) и $\langle N_\mu(100 - 1000) \rangle$ (\circ) от энергии E_0 в ливнях с $\cos \theta \geq 0.9$

в зависимости от $\sec \theta$ в широком интервале значений E_0 . Полученные из расчетов по модели QGSJET (для первичных протонов) значения этой плотности изображены штриховыми кривыми, а измеренные — темными кружками. Видно, что при $E_0 < 10^{18}$ эВ расчеты и эксперимент согласуются между собой по характеру «затухания» величины $\rho_\mu(600)$ вплоть до

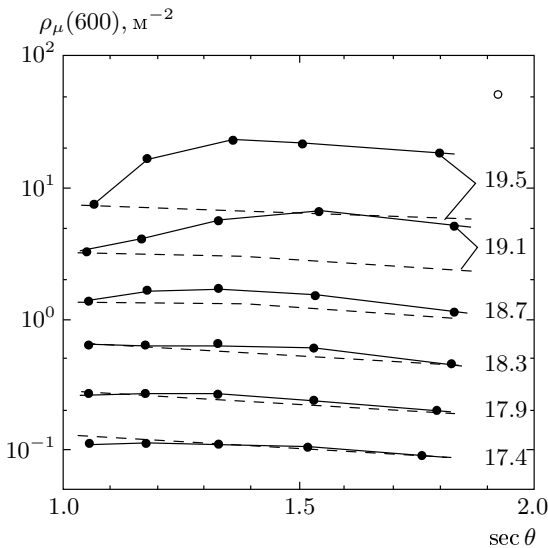


Рис. 6. Зенитно-угловые зависимости величины $\rho_\mu(600)$ для разных E_0 (значения $\lg E_0$ указаны у кривых): \bullet — эксперимент; \circ — $\rho_\mu(600) = 54 \text{ м}^{-2}$ при $\theta = 58.7^\circ$ — плотность самого большого ($E_0 \approx 1.5 \cdot 10^{20}$ эВ) из числа зарегистрированных на Якутской установке ливней [44, 45]. Штриховые кривые — расчет по модели QGSJET для первичных протонов (расчетные значения $\rho_\mu(600)$ уменьшены в 1.4 раза)

зенитных углов примерно 60° . При $E_0 \geq 2 \cdot 10^{18}$ эВ такого согласия нет. В самых наклонных ШАЛ экспериментальные плотности $\rho_\mu(600)$ оказались несколько выше теоретических. По мере дальнейшего роста E_0 эта тенденция усиливается и сдвигается в сторону менее наклонных ливней. И, наконец, при $E_0 \geq (3-5) \cdot 10^{19}$ эВ она проявляет себя в вертикальных ШАЛ. Здесь уже ни о каком согласии теории с экспериментом говорить нельзя.

2.4. Глубина максимума развития ливня

Рассмотрим глубину X_m максимума развития ливня, которая также является параметром, весьма чувствительным к составу первичных частиц и моделям развития ШАЛ. В расчетах для ядер обычно используется модель суперпозиции: предположение о том, что ливень с энергией E_0 от первичного ядра A развивается точно так же, как это происходит при одновременном развитии A каскадов от протонов с энергией E_0/A . В этом случае глубина X_m миниму-

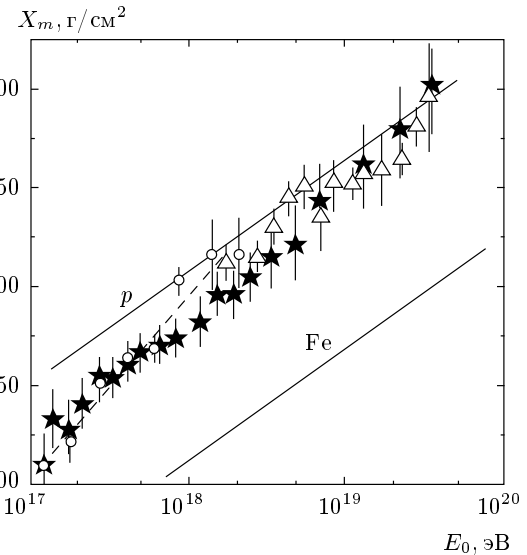


Рис. 7. Зависимость глубины максимума развития ливней от первичной энергии: \star — данные Якутской установки [47]; \circ — данные HiRes + MIA [48]; Δ — данные HiRes [49]; линии — расчеты по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) [9]

ма развития ливня равна

$$X_m^A [\text{г/см}^2] \approx X_m^0 + ER(\lg E_0 - \lg A) = X_m^p - ER \lg A, \quad (9)$$

где A — атомный вес первичных частиц, $ER = \partial X_m / \partial \lg E_0$, X_m^A и X_m^p — глубины максимумов развития ливней соответственно от первичных ядер и протонов, X_m^0 — константа (зависит от модели развития ШАЛ). В нашей модели скорость смещения максимума развития ливня составляет $ER = 58 \text{ г/см}^2$. Из соотношения (9) видно, что глубина максимума развития ливня сильно зависит от атомного веса ядра первичных частиц. Так, при $ER = 58 \text{ г/см}^2$ это различие для протона и железа составляет около 105 г/см^2 , что легко можно обнаружить в эксперименте. Этот параметр измеряется на Якутской установке ШАЛ разными методами (см., например, работы [22, 46, 47]).

Звездочками на рис. 7 показаны результаты [47], полученные из функции пространственного распределения черенковского излучения ШАЛ. Светлыми кружками приведены экспериментальные данные [48]. Они получены на гибридной установке HiRes+MIA (High Resolution Fly's Eye Air Fluorescence Detector + Michigan Muon Array): HiRes регистрирует ионизационное свечение ШАЛ

вблизи максимума каскадной кривой и «видит» непосредственно X_m , а МИА используется для повышения точности определения этого параметра. Светлыми треугольниками изображены экспериментальные данные [49], полученные на установке HiRes. Заметим, что оценка энергии ШАЛ в работах [48, 49] меньше нашей примерно в 1.5 раза. Чтобы исключить эту неопределенность, мы изобразили данные работ [48, 49] с увеличенными в 1.5 раза значениями E_0 . Линиями показаны зависимости $X_m(E_0)$, полученные по модели QGSJET для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) [9].

На рис. 7 видно, что экспериментальные результаты Якутской и американской установок в пределах ошибок измерений согласуются между собой. В целом они не противоречат предположению о том, что состав ПКИ в области энергий $10^{17} \text{ эВ} \leq E_0 \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ постепенно меняется в сторону более легкого (штриховая линия), а при $E_0 \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ остается неизменным, с высоким содержанием протонов и других легких ядер.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. О форме энергетического спектра

Результаты, представленные на рис. 4а и 7, не противоречат широко распространенному мнению о том, что состав ПКИ в области энергий $E_0 \leq 10^{18} \text{ эВ}$ является преимущественно смешанным с относительно высоким содержанием тяжелых ядер, а при $E_0 \geq (1-2) \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ он становится значительно легче (возможно, чисто протонным). В рамках тако-

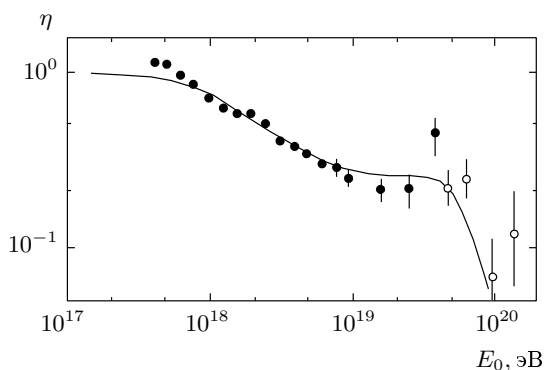
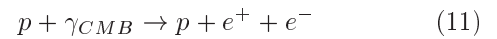


Рис. 8. Сравнение измеренного на Якутской установке [31] (точки) и теоретического [50] (сплошная кривая) спектров в единицах модификационного коэффициента (10)

го предположения удастся объяснить сложную форму энергетического спектра. На рис. 8 показаны измеренный на Якутской установке [31] и теоретический [50] спектры, нормированные друг относительно друга при $E_0 = 10^{18} \text{ эВ}$. Они представлены в единицах модификационного коэффициента

$$\eta(E_0) = J_p(E_0)/J_p^{unm}(E_0), \quad (10)$$

где спектр $J_p(E_0)$ учитывает все потери энергии первичных протонов, а спектр $J_p^{unm}(E_0)$ — только потери энергии протонов за счет адиабатического расширения Вселенной (red shift). В расчетах предполагается, что протоны образуются внегалактическими источниками, равномерно распределенными в окружающем нас объеме пространства с радиусом около 100 Мпк. Провал (dip) в спектре на рис. 8 при $E_0 \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ объясняется, главным образом, за счет реакции



рождения электрон-позитронных пар в процессе соударения протона с микроволновым фоновым излучением. А максимум (bump) при $E_0 \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$ образуется за счет обрезания Зацепина–Кузьмина–Грейзена [27, 28]. Энергия $E_c \approx 2.3 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ является, своего рода, критической [50]: при ней потери энергии внегалактическими протонами за счет адиабатического расширения Вселенной и на образование электрон-позитронных пар равны между собой. Формально E_c близка к той энергии, которая отмечена нами на рис. 1–7 как особая точка. По обе стороны от нее наблюдаются разные астрофизические и структурные характеристики ШАЛ.

И все же гипотезу о преобладающих при $E_0 \geq (1-2) \cdot 10^{18} \text{ эВ}$ внегалактических протонах вряд ли можно рассматривать как удовлетворительную. Она не согласуется с результатами, приведенными на рис. 2–7. Здесь следует заметить, что анализ отдельных астрофизических или структурных характеристик ШАЛ, по-видимому, себя уже не оправдывает. Он приводит, как правило, к противоречивым выводам о составе ПКИ, что видно на примерах разд. 2. Это связано не столько с методическими особенностями того или иного эксперимента, сколько с принципиальной неопределенностью самого такого подхода. Ведь большинство методов определения состава ПКИ являются косвенными. Они основаны на сравнении наблюдаемых характеристик с расчетными, найденными из модельных представлений о развитии ШАЛ с тем или иным предполагаемым составом ПКИ. И тут возникает почти неразрешим-

мый замкнутый круг: для выбора правильной модели нужно знать состав первичных частиц, а для определения состава нужно иметь правильную модель развития ШАЛ.

3.2. Астрофизическая особенность параметра b_μ

В связи с совпадением значений энергии, при которой на рис. 1–4, 6, 7 наблюдаются существенные изменения поведения разных характеристик ШАЛ, любопытно получить функции пространственного распределения для событий из разных областей неба. Мы рассмотрим здесь лишь функцию распределения мюонов, которая наиболее чувствительна к изменениям развития ШАЛ. Построим ее отдельно для двух участков неба, относящихся к разным спектрам рис. 1. Чтобы исключить какие-либо методические искажения этой функции, связанные с сильным изменением числа событий на малых и больших расстояниях от оси ливня в зависимости от E_0 , будем изучать функцию распределения лишь в интервале расстояний $\Delta R = 150\text{--}600$ м, который статистически достаточно полно представлен во всем диапазоне первичной энергии.

На рис. 9 темными кружками показаны параметры b_μ для функции пространственного распределения мюонов с $\cos\theta \geq 0.9$, относящихся к фоновому спектру на рис. 1, т. е. к ливням, направления при-

хода которых лежат вне экваториальных областей Сверхгалактики и Галактики (с широтой $|b_{SG}| \geq 10^\circ$ и $|b_G| \geq 10^\circ$). Светлыми кружками изображены параметры b_μ , которые, наоборот, относятся к функции распределения мюонов для событий из этих двух областей неба ($|b_{SG}| < 10^\circ$, $|b_G| < 10^\circ$). Здесь еще раз подчеркнем, что на рис. 9 (как и на рис. 3) изображены не величины $\langle b_\mu \rangle$, найденные усреднением индивидуальных в каждом ливне значений этого параметра, а b_μ из средних функций распределения, включающих все события в интервале по энергии $\lg E_0 = 0.2$ при последовательном сдвиге этого интервала на $\lg E_0 = 0.1$.

Видно, что при $E_0 \leq 10^{18}$ эВ обе выборки ливней дают примерно один и тот же результат. А вот в области энергий $E_0 > 10^{18}$ эВ картина совершенно другая, свидетельствующая о разном развитии ШАЛ для событий, приходящих из разных областей неба, причем она схожа в пределах ошибок эксперимента для ливней, относящихся отдельно к дискам Сверхгалактики и Галактики. Поэтому мы объединили эти две области неба при построении функций пространственного распределения для увеличения статистической точности.

Результаты на рис. 9 можно понять, если предположить, что в процессе соударения внегалактического ПКИ с газом Сверхгалактики и Галактики рождаются какие-то новые частицы. Этот процесс условно можно представить в виде реакции



взаимодействия неизвестных пока первичных частиц x с протонами (p) атомов водорода, являющегося основой газовой составляющей Сверхгалактики и Галактики; y — новая частица сверхвысоких энергий, образующая ШАЛ; s — одна или несколько дополнительных частиц, необходимых для выполнения законов сохранения энергии, импульса и др. Мы полагаем, что обе частицы, x и y , могут образовывать ШАЛ с разными характеристиками. Это находит, по-видимому, свое отражение в разных зависимостях $b_\mu(E_0)$ на рис. 9. Вероятно, реакция (12) имеет пороговый характер и при $E_0 \leq 10^{18}$ эВ происходит.

3.3. О составе ПКИ

Из сказанного выше следует, что вопрос о составе ПКИ все еще остается одним из самых сложных и практически не решенных в астрофизике частиц сверхвысоких энергий. В этой связи мы хотим обратить особое внимание на то, что здесь

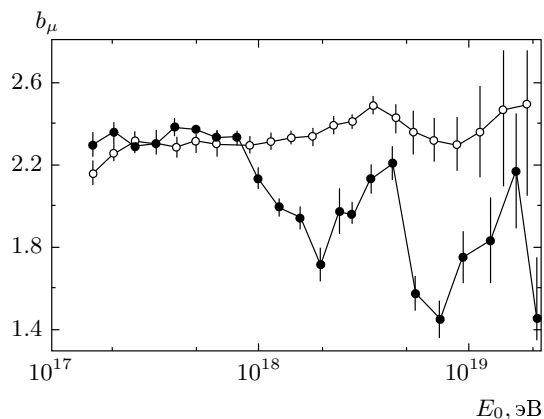


Рис. 9. Изменения параметров b_μ аппроксимации (6) в зависимости от энергии ШАЛ с зенитными углами ($\cos\theta = 0.95$): \circ — ливни с направлениями прихода из экваториальных областей Галактики и Сверхгалактики ($|b_G| \leq 10^\circ$, $|b_{SG}| \leq 10^\circ$); \bullet — ливни с направлениями прихода извне этих областей (входят в фоновый спектр на рис. 1)

очень важную роль играет комплексный подход, основанный на анализе максимально широкого круга астрофизических и ядерно-физических характеристик ШАЛ. В работах [12–26] показано, что не только первичные частицы с $E_0 \geq (3-5) \cdot 10^{18}$ эВ, но и значительная их часть с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ имеет, вероятно, тоже внегалактическое происхождение. Внегалактическая компонента образует множество кластеров [12–24]. Входящие в кластеры первичные частицы являются, скорее всего, электрически нейтральными. Иначе из-за движения в магнитных полях Галактики они утратили бы связь по направлению с источниками своего образования. Одними из таких частиц могут оказаться нейтральные пионы. В работе [51] показана возможность существования стабильных пионов в составе космических лучей сверхвысоких энергий. Вычисления проведены по модели QGS [52] с учетом эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала [53] в рамках гипотезы Колемана и Глэшоу об очень слабом нарушении лоренцевской инвариантности. Особенно важным здесь является кинематический запрет на реакции взаимодействия пионов с фотонами реликтового излучения, что позволяет разрешить парадокс Грейзена–Зацепина–Кузьмина [27, 28]. Мы полагаем, что нейтральные пионы могут рождаться в реакции (12) в качестве y -частицы.

Обратимся еще раз к рис. 3. Он говорит о том, что мюонная и заряженная компоненты независимо друг от друга указывают на совершенно разное развитие ШАЛ до и после $E_0 \geq 3 \cdot 10^{18}$ эВ. Здесь возможны следующие варианты: 1) состав ПККИ в области энергий 10^{17} эВ $\leq E_0 \leq 5 \cdot 10^{19}$ эВ представлен смесью ядер различных химических элементов, которая с ростом E_0 постепенно становится более легкой. А вот ядерные процессы в ШАЛ при $E_0 \geq 3 \cdot 10^{18}$ эВ быстро и существенно изменяются. Они приводят к функциям пространственного распределения, противоречащим модели QGSJET при любом смешанном составе ПККИ; 2) при $E_0 \geq 3 \cdot 10^{18}$ эВ ПККИ состоит в основном из новых частиц, которые дают абсолютно другую картину развития ШАЛ. Второй вариант нам кажется более вероятным. В его пользу говорят данные на рис. 1 и 2. Ведь если бы это действительно были протоны, то вряд ли резкие изменения формы энергетического спектра и глобальной анизотропии ПККИ сопровождалась бы таким же быстрым изменением характеристик на рис. 3–7.

Не исключено, что гипотетическими нейтральными частицами с $E_0 \geq (1-3) \cdot 10^{18}$ эВ могут оказаться нейтрино. Расчеты [54] показывают, что при определенных условиях роста сечения взаимодействия

нейтрино с нуклонами ($\sigma_{\nu N}$) в области сверхвысоких энергий возможно образование ШАЛ, во многом схожих с ливнями от ПККИ обычного состава. Если нейтрино участвует в реакции (12) в качестве x -частицы, то из различия форм функции пространственного распределения мюонов для событий из дисков Сверхгалактики и Галактики и относящихся к другим областям неба на рис. 9 можно предположить, что вторичными y -частицами в этой реакции могут быть упомянутые выше нейтральные пионы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вопрос о составе ПККИ все еще остается одним из самых сложных и практически не решенных в астрофизике частиц сверхвысоких энергий. В этой связи мы обращаем особое внимание на то, что здесь очень важен комплексный подход, основанный на анализе максимально широкого круга астрофизических и ядерно-физических характеристик ШАЛ. Мы исследовали ряд экспериментальных данных, полученных на Якутской установке ШАЛ, с целью дальнейшего уточнения возможного состава ПККИ. В результате обнаружили некоторые коррелированные астрофизические и структурные особенности ШАЛ, которые выражаются в следующем. В области энергий $E_0 \geq (3-5) \cdot 10^{18}$ эВ спектр из диска Сверхгалактики на рис. 1 идет выше фонового спектра. Примерно в том же месте на рис. 2 происходит быстрая смена фазы φ_1 первой гармоники. Это сопровождается аномальным изменением формы функций пространственного распределения мюонов и всех заряженных частиц в виде уменьшения структурных параметров b_s и b_μ аппроксимаций (5) и (6) на рис. 3. Функция распределения мюонов от первичных частиц с $E_0 \geq 10^{18}$ эВ, приходящих из дисков Галактики и Сверхгалактики, оказалась совершенно иной, чем для событий из остальных областей неба (рис. 9). При этом доля мюонов (рис. 4, 5), зенитно-угловая зависимость плотности мюонов $\rho_\mu(600)$ в широком интервале значений E_0 и θ (рис. 6) и глубина максимума развития ШАЛ (рис. 7) оказались в разногласии между собой как с точки зрения оценки состава ПККИ, так и согласия с моделью QGSJET.

Вся совокупность перечисленных выше экспериментальных результатов не согласуется с моделью диффузионного распространения заряженных первичных частиц в ближайшем окружающем пространстве с радиусом около 100 Мпк. Мы полагаем, что ПККИ с $E_0 \geq 10^{17}$ эВ состоит из двух компонент. Одна из этих компонент имеет внегалактическое

происхождение, состоит из нейтральных частиц и может генерироваться квазарами [18–23]. На своем пути к Земле нейтральные частицы сверхвысоких энергий «просвечивают» Сверхгалактику и Галактику. Можно предположить, что какая-то их часть вступает в ядерные реакции (12) с газом этих структур. Наиболее плотно газ сконцентрирован в дисках Галактики и Сверхгалактики, в областях с угловыми размерами по широте $|b| \approx 5^\circ\text{--}10^\circ$ [55]. Избыточный поток ПКИ при $E_0 \geq (3\text{--}5) \cdot 10^{18}$ эВ на рис. 1 и анизотропия на рис. 2, а также нерегулярности функций пространственного распределения всех заряженных частиц и мюонов на рис. 3 и 9 могут быть обусловлены этим обстоятельством. Что касается энергий $(3\text{--}5) \cdot 10^{17}$ эВ $\leq E_0 \leq 2 \cdot 10^{18}$ эВ, то и здесь, по-видимому, имеется заметная доля внегалактического ПКИ. Спад интенсивности на рис. 1 по сравнению с фоновым спектром можно интерпретировать как поглощение внегалактических частиц, взаимодействующих с веществом Сверхгалактики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки России Якутской комплексной установки ШАЛ (рег. № 01-30), включенной в «Перечень уникальных научно-исследовательских и экспериментальных установок национальной значимости», и поддержана РФФИ (грант № 05-02-17857).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. N. Efimov, N. N. Efremov, A. V. Glushkov et al., in *Proc. 22nd ICRC*, Dublin (1991), Vol. 4, p. 339.
2. А. В. Глушков, И. Т. Макаров, Е. С. Никифорова и др., *ЯФ* **58**, 1265 (1995).
3. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, E. S. Nikiforova et al., *Astropart. Phys.* **4**, 15 (1995).
4. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов, *Изв. РАН, сер. физ.* **61**, 518 (1997).
5. A. V. Glushkov, M. I. Pravdin, and I. Ye. Sleptsov, in *Proc. 25th ICRC*, Durban (1997), Vol. 6, p. 223.
6. А. В. Глушков, И. Т. Макаров, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов, *Изв. РАН, сер. физ.* **63**, 538 (1999).
7. A. V. Glushkov, M. I. Pravdin, and I. Ye. Sleptsov, in *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City (1999), Vol. 1, p. 399.
8. А. В. Глушков, И. Т. Макаров, М. И. Правдин и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 145 (2000).
9. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., *ЯФ* **63**, 1557 (2000).
10. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., *ЯФ* **65**, 1346 (2002).
11. А. В. Глушков, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1265 (2003).
12. А. В. Глушков, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 513 (1988).
13. А. В. Глушков, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 355 (2001).
14. А. В. Глушков, И. Е. Слепцов, *Изв. РАН, сер. физ.* **65**, 437 (2001).
15. А. В. Глушков, М. И. Правдин, *Письма в Астрон. ж.* **27**, 577 (2001).
16. А. В. Глушков, М. И. Правдин, *ЖЭТФ* **119**, 1029 (2001).
17. А. В. Глушков, *Изв. РАН, сер. физ.* **66**, 1599 (2002).
18. А. В. Глушков, М. И. Правдин, *Письма в Астрон. ж.* **28**, 341 (2002).
19. А. В. Глушков, М. И. Правдин, *ЯФ* **66**, 886 (2003).
20. А. В. Глушков, *ЯФ* **66**, 1292 (2003).
21. А. В. Глушков, *Письма в Астрон. ж.* **29**, 172 (2003).
22. А. В. Глушков, *ЯФ* **67**, 983 (2004).
23. А. В. Глушков, *Изв. РАН, сер. физ.* **69**, 366 (2005).
24. А. В. Глушков, *ЯФ* **68**, 262 (2005).
25. А. В. Глушков, М. И. Правдин, *ЖЭТФ* **128**, 103 (2005).
26. А. В. Глушков, *ЯФ* **69** (2007), в печати.
27. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966).
28. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **4**, 114 (1966).
29. T. A. Egorov, N. N. Efimov, V. A. Kolosov et al., in *Proc. 12th ICRC*, Hobart (1971), Vol. 6, p. 2059.
30. А. В. Глушков, О. С. Диминштейн, Н. Н. Ефимов и др., в сб. *Характеристики широких атмосферных ливней космических лучей сверхвысоких энергий*, Якутский филиал СО АН СССР, Якутск (1976), с. 45.
31. A. V. Glushkov, V. M. Grigoryev, M. N. Dyakonov et al., in *Proc. 20th ICRC*, Moscow (1987), Vol. 5, p. 494.
32. M. I. Pravdin, M. N. Dyakonov, A. V. Glushkov et al., in *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City (1999), Vol. 3, p. 292.

33. A. V. Glushkov, V. P. Egorova, A. A. Ivanov et al., in *Proc. 28th ICRC*, Tsukuba (2003), Vol. 1, p. 389.
34. N. Sakaki, M. Chikawa, M. Fukushima et al., in *Proc. 27th ICRC*, Hamburg (2001), Vol. 1, p. 333.
35. T. Abu-Zayyad et al., E-print archives, astro-ph/0208301.
36. V. S. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, E-print archives, hep-ph/0204357.
37. D. Marco, P. Blasi, and A. V. Olinto, *Astropart. Phys.* **20**, 53 (2003).
38. J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1530 (1975).
39. A. A. Ivanov, A. D. Krasilnikov, and M. I. Pravdin, in *Proc. 28th ICRC*, Tsukuba (2003), Vol. 1, p. 341.
40. N. Hayashida, M. Nagano, D. Nishikawa et al., *Astropart. Phys.* **10**, 303 (1999).
41. P. L. Biermann, G. M. Tanko, R. Engel, and G. Pugliese, *Astrophys. J.* **604**, L29 (2004).
42. Auger Collaboration, in Abstracts of *Proc. 29th ICRC*, Pune (2005), p. 115.
43. S. Yashida, N. Hayashida, K. Honda et al., *J. Phys. G* **20**, 651 (1994).
44. N. N. Efimov, T. A. Egorov, A. V. Glushkov et al., in *Proc. Int. Symp. on Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays*, ed. by M. Nagano and F. Takahara, World Sci., Singapore (1991), p. 434.
45. А. В. Глушков, Т. А. Егоров, В. П. Егорова и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **55**, 717 (1991).
46. A. V. Glushkov, N. N. Efimov, I. T. Makarov et al., in *Proc. 19th ICRC*, La Jolla (1985), Vol. 7, p. 48.
47. M. N. Dyakonov, A. A. Ivanov, S. P. Knurenko et al., in *Proc. 23th ICRC*, Calgary (1993), Vol. 4, p. 303.
48. T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Clay et al., E-print archives, astro-ph/0010652.
49. R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, G. Archbold et al., E-print archives, astro-ph/0407622.
50. V. S. Berezhinsky, private communication (2006).
51. Л. Г. Деденко, Т. М. Роганова, Г. Ф. Федорова, Е. Ю. Федунин, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 131 (2003).
52. А. Б. Кайдалов, К. А. Тер-Мартirosян, Ю. М. Шабельский, *ЯФ* **43** 1282 (1986).
53. A. B. Migdal, *Phys. Rev.* **103**, 1811 (1956).
54. L. Anchordoqui, H. Golgberg, T. McCauley et al., E-print archives, hep-ph/001197.
55. *Физика космоса. Маленькая энциклопедия*, под ред. Р. А. Сюняева, Советская Энциклопедия, Москва (1986).