

Оценка состава космических лучей сверхвысоких энергий методом мюонной корреляции по данным Якутской установки ШАЛ

А. В. Глушков¹⁾, Л. Т. Ксенофонтов, К. Г. Лебедев, А. В. Сабуров

Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю. Г. Шафера Сибирского отделения РАН, 677027 Якутск, Россия

Поступила в редакцию 17 июня 2024 г.

После переработки 9 августа 2024 г.

Принята к публикации 14 августа 2024 г.

В этой статье предложен к рассмотрению новый метод оценки массового состава космических лучей в отдельно взятых событиях с энергией выше 1.25×10^{19} эВ. Этот метод основан на совместном анализе экспериментально измеренных и вычисленных по модели QGSjet-II.04 данных мюонов с пороговой энергией $E_\mu = 1.0 \times \cos \theta$ ГэВ в ливнях с зенитными углами меньше 60 градусов. Были использованы данные наземных и подземных сцинтилляционных детекторов Якутской установки ШАЛ. Обнаружены отдельные группы ядер и других первичных частиц.

DOI: 10.31857/S0370274X24090152, EDN: HMPCLX

1. Введение. Состав космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий ($E \geq 10^{17}$ эВ) изучен пока лишь в общих чертах. Сведения о нем нередко противоречивы. Глубина $x_{\max}$, где в продольном развитии широкого атмосферного ливня (ШАЛ) достигается максимальное количество частиц $N_{\max}$, является стандартным параметром для извлечения информации о составе КЛ. Расчеты показывают, что различные ядра A в процессе развития ливня дают, с учетом флуктуаций продольного развития ШАЛ, определенные значения средней глубины $\langle x_{\max}^A \rangle$ и ее дисперсии $\delta(x_{\max}^A)$. Величина $\langle x_{\max}^A \rangle$ связана с условным средним атомным номером $\langle A \rangle$ первичной частицы простым соотношением:

$$\langle \ln A \rangle = \left(\frac{\langle x_{\max}^A \rangle - \langle x_{\max}^p \rangle}{\langle x_{\max}^{\text{Fe}} \rangle - \langle x_{\max}^p \rangle} \right) \times \ln A_{\text{Fe}}, \quad (1)$$

вытекающим из принципа нуклонной суперпозиции [1], и полученным расчетным путем для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) в рамках той или иной модели развития ШАЛ. В эксперименте значение $\langle \ln A \rangle$ находится заменой $\langle x_{\max}^A \rangle$ в формуле (1) на измеренную величину $\langle x_{\max}^{\text{exp}} \rangle$. Этот метод успешно используется на установках Auger [2] и TA [3] применительно к отдельным событиям, у которых регистрируется флуоресцентное свечение ШАЛ.

Расчеты показали, что выражение вида (1) применимо и для других параметров ШАЛ, чувствительных к величине $x_{\max}$. Особенно это относится к мюонной компоненте, активно используемой во

многих экспериментах в широком диапазоне первичной энергии. В этом случае приходится иметь дело с соотношениями:

$$\langle \ln A \rangle_{\text{exp}} = \langle z_A^{\text{exp}} \rangle \cdot \ln A_{\text{Fe}}, \quad (2)$$

$$\langle z_A^{\text{exp}} \rangle = \frac{\ln(\langle \rho_\mu^{\text{exp}} \rangle) - \ln(\rho_\mu^p)}{\ln(\rho_\mu^{\text{Fe}}) - \ln(\rho_\mu^p)}, \quad (3)$$

где, $\langle \rho_\mu^{\text{exp}} \rangle$ – зарегистрированная в эксперименте плотность мюонов; ρ_μ^p и ρ_μ^{Fe} – аналогичные плотности, вычисленные для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) в результате полного моделирования процесса измерения этих плотностей на реальном детекторе. Величина (3) в последнее время широко обсуждается в мире [4–7] из-за имеющихся здесь принципиальных разногласий.

На Якутской установке мюонная компонента ШАЛ регистрируется с самого начала ее работы (с 1974 г.). К настоящему времени на ней накоплен значительный экспериментальный материал, который эпизодически анализируется по мере меняющихся представлений о природе КЛ. Ниже рассмотрен еще один метод оценки массового состава КЛ на базе этих данных. Он основан на формулах (2) и (3) применительно к физической картине развития ШАЛ.

2. Массовый состав КЛ.

2.1. Общая постановка вопроса. Якутская установка выделяется среди других своей комплексностью: одновременным измерением частиц ШАЛ наземными сцинтилляционными детекторами (НД) площадью $2 \times 2 \text{ м}^2$, мюонов с пороговой энергией выше $1.0 \times \sec \theta$ ГэВ аналогичными подземными де-

¹⁾e-mail: glushkov@ikfia.ysn.ru

текторами (МД) площадью 20–36 м² и черенковско-го излучения (ЧИ) ШАЛ. В [8] исследованы функции пространственного распределения (ФПР) откликов НД и МД и зенитно-угловые зависимости их плотностей на расстоянии от оси $r = 600$ м в ливнях с $E_0 = 10^{19}$ эВ с зенитными углами $\theta \leq 60^\circ$. Экспериментальные величины сравниваются с расчетными, выполненными по модели развития ШАЛ QGSjet-01-d [9] и QGSjet-II.04 [10] из пакета программ CORSIKA [11]. Процедура вычисления откликов сцинтилляционных НД и МД изложена в [7, 8]. Вся совокупность рассмотренных данных указывает на определенное согласие эксперимента и теории. В [8] говорится о вероятном составе КЛ, близком к протонному, с возможной долей около 9 % первичных фотонов. Этот вывод основан на анализе средних ФПР в отдельных группах ливней с зенитными углами $\langle \cos \theta \rangle = 0.95, 0.90, 0.85, 0.80, 0.75, 0.65$ и 0.55. В этой работе мы приводим результаты дальнейшего исследования состава КЛ с энергией выше 1.25×10^{19} эВ в отдельно взятых событиях. Напомним о некоторых основных моментах обработки ШАЛ на Якутской установке, которые использованы ниже.

2.2. Оценка энергии ШАЛ. ЧИ содержит в себе информацию о приблизительно 80 % первичной энергии E , рассеянной ливнем в атмосфере, и дает возможность определить величину E калориметрическим методом [12–16]. Энергия ШАЛ находилась из соотношений [12]:

$$E = E_1 \times S_{600}(0^\circ)^B \text{ [эВ]}, \quad (4)$$

$$S_{600}(0^\circ) = S_{600}(\theta) \times \exp((\sec \theta - 1) \times 1020/\lambda) \text{ [м}^{-2}\text{]}, \quad (5)$$

$$\lambda = 400 \pm 45 \text{ [г/см}^2\text{]}, \quad (6)$$

где $E_1 = (4.1 \pm 1.4) \times 10^{17}$ эВ, $B = 0.97 \pm 0.04$. Численно коэффициент пропорциональности E_1 равен энергии вертикального ливня, у которого на расстоянии от оси 600 м плотность отклика сцинтилляционного детектора $S_{600}(0^\circ) = 1 \text{ м}^{-2}$. Фактически на эксперименте первичная энергия измеряется в единицах энергии некоторого эталонного события ШАЛ. Позже [13, 14] параметры соотношения (4) несколько видоизменились: $E_1 = (4.8 \pm 1.6) \times 10^{17}$ эВ, $B = 1.00 \pm 0.02$,

$$\lambda = (450 \pm 44) + (32 \pm 15) \times \log_{10}(S_{600}(0^\circ)) \text{ [г/см}^2\text{]}. \quad (7)$$

В [15, 16] мы пересмотрели энергетическую калибровку на базе расчетов, выполненных с помощью

программы CORSIKA [11]. С этого момента окончательно приняты соотношения (4), (5) и (7) с параметрами $E_1 = (3.76 \pm 0.3) \times 10^{17}$ эВ и $B = 1.02 \pm 0.02$ [16]. Ошибка в формуле (4) обусловлена, главным образом, точностью абсолютной калибровки детекторов ЧИ и ошибкой определения прозрачности атмосферы [12].

2.3. Определение основных параметров ШАЛ. Направление прихода ливня находится из показаний НД в приближении плоского фронта. Для локации оси используется ФПР в аппроксимации Грейзена–Линсли с параметрами, полученными на Якутской установке в первые годы ее работы [17]:

$$S(r, \theta) = S_{600}(\theta) \cdot (600/r) \cdot \left(\frac{600 + r_M}{r + r_M} \right)^{\beta(\theta) - 1}, \quad (8)$$

где $S_{600}(\theta)$ – плотность откликов всех частиц ШАЛ, измеряемая сцинтилляционными НД на расстоянии $r = 600$ м; r_M – мольеровский радиус. Он зависит от температуры $T(K^\circ)$ и давления $P(\text{мб})$ [17, 18]:

$$r_M \approx (7.5 \cdot 10^4 / P) \times (T/273). \quad (9)$$

Значение r_M в каждом ливне определялось индивидуально. Средняя годовая его величина для Якутска равна $\langle r_M \rangle \approx 70$ м; β – структурный параметр был найден в [17]:

$$\beta(\theta) = 1.38 + 2.16 \times \cos \theta + 0.15 \times \log_{10}(S_{600}(\theta)). \quad (10)$$

Позже было установлено, что эта ФПР плохо соответствует экспериментальным данным для ливней с $E \geq 10^{19}$ эВ на расстояниях от оси $r \approx 30$ –2000 м, поэтому была введена модифицированная аппроксимация [19]:

$$S(r, \theta) = S_{600}(\theta) \cdot \left(\frac{600}{r} \right)^2 \times \left(\frac{600 + r_M}{r + r_M} \right)^{\beta(\theta) - 2} \cdot \left(\frac{600 + r_1}{r + r_1} \right)^{10}, \quad (11)$$

где $r_1 = 10^4$ м. Параметр $\beta(\theta)$ в этом случае с энергией почти не меняется, но зависит от зенитного угла. Направление прихода, координаты оси ливня и значение $S_{600}(\theta)$ определяются путем минимизации соответствующих χ^2 -тестов в процессе первичной обработки зарегистрированных событий, после завершения суточной работы установки.

ФПР мюонной компоненты аппроксимируется в этой работе на расстояниях от оси $r \approx 300$ –2000 м функцией вида:

$$S_\mu(r, \theta) = S_{\mu,600}(\theta) \cdot \left(\frac{600}{r} \right)^{0.75} \times$$

$$\times \left(\frac{600 + r_0}{r + r_0} \right)^{b_\mu(\theta) - 0.75} \cdot \left(\frac{600 + r_1}{r + r_1} \right)^9 \quad (12)$$

с $r_0 = 280$ м и $r_1 = 2000$ м. Абсолютная и текущая калибровки НД и МД описаны в [7].

2.4. Метод мюонной корреляции. Суть этого алгоритма (назовем его “метод мюонной корреляции”) заключается в сравнении измеренной плотности отклика $S_\mu^{\text{exp}}(E, \theta, r)$ МД в ливне с энергией E и зенитным углом θ на расстоянии от оси r с ожидаемой величиной $S_\mu^{\text{sim}}(E, \theta, r)$, вычисленной по модели QGSjet-II.04 для первичного протона с заданной энергией E^* и такими же θ и r . Расчеты показали, что ожидаемую плотность мюонов с выбранными ниже для анализа ШАЛ с энергиями $\log_{10} E \geq 19.1$ эВ и $\theta \leq 60^\circ$ можно найти из соотношения:

$$S_\mu^{\text{sim}}(E, \theta, r) = S_\mu^{\text{sim}}(E^*, \theta, r) \cdot \frac{S_{600}^{\text{exp}}(E, \theta)}{S_{600}^{\text{sim}}(E^*, \theta)}, \quad (13)$$

где $E^* = 3.16 \times 10^{19}$ эВ. Величина $S_{600}^{\text{sim}}(E^*, \theta)$ характеризует зенитно-угловую зависимость плотности откликов НД при $r = 600$ м. В вертикальном ливне она связана по формуле (4) с заложенной в расчет энергией E^* , которая в пределах $\approx 6\%$ не противоречит полученной на Якутской установке оценки первичной энергии [16]. Параметр $S_{600}^{\text{exp}}(E, \theta) = S_{600}(\theta)$ измеряется в эксперименте и входит в формулу (4). Далее мы рассмотрим корреляции плотностей $S_\mu^{\text{sim}}(E, \theta, r)$ при $r = 600$ и 1000 м с их измеренными в эксперименте величинами.

Алгоритм последовательности вычислений величины $S_\mu^{\text{sim}}(E, \theta, r)$ с помощью соотношения (13) поясняет рис. 1 для конкретно зарегистрированного ливня с $\log_{10}(S_{600}^{\text{exp}}(E, 48^\circ, r = 600)) = 1.77 \pm 0.016$ (темный кружок 1), $\sec \theta = 1.49 \pm 0.03$ и $\log_{10} E = 19.73$ эВ, вычисленной по формулам (4), (5) и (7). Эта энергия дальше нигде не используется, а приведена лишь для информации о событии. Параметр $\log_{10} S_{600}^{\text{sim}}(E^*, 48^\circ) = 1.54$ для соотношения (13) берется из кривой с кружками. Длина стрелки 1 равна нормировочному сдвигу $\Delta \log_{10}(S_{600}(48^\circ)) = \log_{10}(S_{600}^{\text{exp}}(E, 48^\circ) - \log_{10} S_{600}^{\text{sim}}(E^*, 48^\circ)) = 1.77 - 1.54 = 0.23$, который нужно добавить к расчетной величине $\log_{10}(S_\mu^{\text{sim}}(E^*, 48^\circ, r = 600)) = 1.08$ (кривая с квадратами при $r = 600$), чтобы получить ожидаемую плотность отклика МД:

$$\log_{10}(S_\mu^{\text{sim}}(E, 48^\circ, r = 600)) = 1.08 + 0.23 = 1.31 + 0.02. \quad (14)$$

Величина (14) оказалась в пределах ошибок близкой к измеренной плотностью (темный квадрат 1):

$$\log_{10}(S_\mu^{\text{exp}}(E, 48^\circ, r = 600)) = 1.3 + 0.04. \quad (15)$$

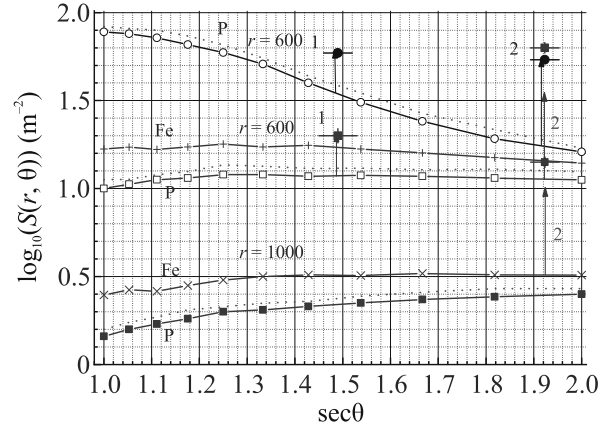


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зенитно-угловые зависимости откликов НД (светлые кружки) и МД с порогом $E_\mu = 1.0 \times \sec \theta$ ГэВ на расстоянии от оси $r = 600$ (светлые квадраты, кресты) и 1000 м (темные квадраты, кресты) в ливнях с энергией $E^* = 3.16 \times 10^{19}$ эВ, вычисленные по модели QGSjet-II.04 (сплошные кривые) для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe). Расчеты по модели EPOS-LHC (штриховые кривые) выполнены для первичных протонов (p)

Заметим, что полученный выше результат не зависит от выбранной модели развития ШАЛ. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим, для примера, зенитно-угловые характеристики откликов НД и МД, вычисленные описанным выше способом для модели EPOS-LHC [20]. На рисунке 1 видно, что обе модели дают почти идентичные по форме кривые, которые отличаются между собой по абсолютной величине в $\varepsilon \approx 1.1$ раза. Найдём из штриховой кривой параметр $\log_{10} S_{600}^{\text{sim}}(E^*, 48^\circ) = 1.60$ для соотношения (13). Длина стрелки 1 в этом случае равна $\Delta \log_{10}(S_{600}(48^\circ)) = \log_{10}(S_{600}^{\text{exp}}(E, 48^\circ) - \log_{10} S_{600}^{\text{sim}}(E^*, 48^\circ)) = 1.77 - 1.59 = 0.18$, которую нужно добавить к новой расчетной величине (точечная кривая с $r = 600$) $\log_{10}(S_\mu^{\text{sim}}(E^*, 48^\circ, r = 600)) = 1.12$, чтобы получить ожидаемую плотность отклика МД:

$$\log_{10}(S_\mu^{\text{sim}}(E, 48^\circ, r = 600)) = 1.12 + 0.18 = 1.30 + 0.02. \quad (16)$$

Она совпала с величиной (15). В рассмотренном случае двух разных моделей развития ШАЛ можно с определенной долей уверенности говорить, что взятый выше для примера ливень был образован первичным протоном.

Равенство величин (14) и (16) между собой не случайно, а является закономерным следствием развития ШАЛ [21]. В этой работе показано, что оценки состава КЛ из доли мюонов по формулам (2) и (3) по разным моделям дают практически идентичные

результаты. Эта особенность доли мюонов использована в формуле (13), которая явно видна в тождественно преобразованном соотношении:

$$S_{\mu}^{\text{sim}}(E, \theta, r) = S_{600}^{\text{exp}}(E, \theta) \cdot \frac{(S_{\mu}^{\text{sim}}(E^*, \theta, r)/\varepsilon)}{(S_{600}^{\text{sim}}(E^*, \theta)/\varepsilon)} \quad (17)$$

с $\varepsilon \approx 1.1$ для EPOS-LHC. Этот коэффициент в разных моделях развития ШАЛ меняется в пределах (8–10) %. Его формальная замена $\varepsilon \rightarrow E^*$ с физической точки зрения означает нормировку всех откликов в (17) на первичную энергию.

2.5. Гигантский ливень. 7 мая 1989 г. на Якутской установке было зарегистрировано уникальное событие с энергией $E \approx 1.12 \times 10^{20}$ эВ и $\theta = 58.7^\circ \pm 1.3^\circ$, которое до сих пор остается самым мощным. Этот ливень получил имя *Ариан*. На рисунке 2 показана

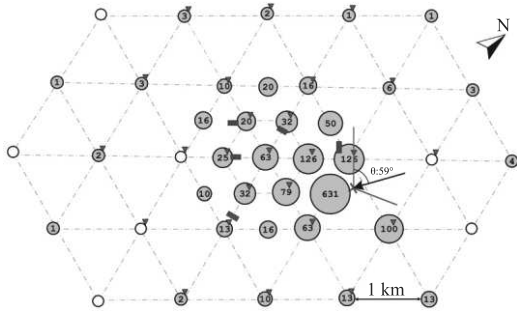


Рис. 2. (Цветной онлайн) Уникальный ШАЛ с $E \approx 1.12 \times 10^{20}$ эВ в плане установки: цифры – суммарные отклики НД; пустые кружки – не работавшие на тот момент станции наблюдений; прямоугольники – МД с порогом $E_{\mu} = 1.0 \times \sec \theta$ ГэВ; треугольники – детекторы ЧИ ШАЛ; крестик и стрелка – координаты оси и направление прихода ливня

схема сработавших станций и координаты оси этого ШАЛ, которые найдены с точностью $\Delta r = 26$ м. Размер кружков пропорционален логарифму числа зарегистрированных откликов НД. Этот ливень накрыл всю установку и позволил протестировать ее работу. На рисунке 3 изображены показания всех сработавших НД и МД. Светлые кружки характеризуют измерения 6 дополнительных станций центрального сгущения с раздвижением 250 м, в которых установлены по одному стандартному сцинтилляционному детектору с площадью 2 м^2 . Кроме того, в центре установки в это время работала компактная группа сцинтилляционных детекторов с площадью 0.25 м^2 , расположенных на удалении 50 м друг от друга. Их показания обозначены темными треугольниками. Все данные обеспечили точность измерения величины $\log_{10} S_{600}^{\text{exp}}(E, 59^\circ) = 1.735 \pm 0.013$ (темный кружок 2 на рис. 1). Сплошной кривой изображена

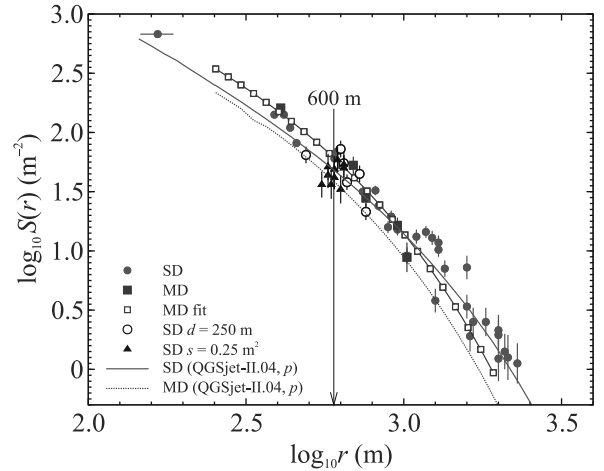


Рис. 3. (Цветной онлайн) Пространственные распределения частиц ливня Ариан на уровне наблюдения (кружки, треугольники) и мюонов с порогом $E_{\mu} = 1.0 \times \sec \theta$ ГэВ, измеренные на эксперименте (темные квадраты). Сплошная и штриховая кривые – расчеты ФПР откликов НД и МД по модели QGSjet-II.04 с энергией 10^{20} эВ и $\theta = 60^\circ$ для первичных протонов. Кривая с пустыми квадратами – аппроксимация (12) экспериментальных данных

аппроксимация (11), которая лучше всего удовлетворяет показаниям всех НД. Она одновременно оказалась очень близкой по абсолютной величине и форме с ФПР, вычисленной по модели QGSjet-II.04 для первичных протонов с энергией 10^{20} эВ и $\theta = 60^\circ$. Кривой с пустыми квадратами показана аппроксимация (12) измеренных на эксперименте ФПР откликов МД с энергиями $E_{\mu} \geq 1.92$ ГэВ. Эта аппроксимация, согласно χ^2 -теста, удовлетворяет экспериментальным данным с параметрами $b_{\mu} \approx 0.28$ и

$$\log_{10}(S_{\mu}^{\text{exp}}(E, 59^\circ, r = 600)) = 1.81 \pm 0.04. \quad (18)$$

Плотность (18) показана на рис. 1 темным квадратом 2. Аналогично сказанному выше, находим для этого ливня нормировочный сдвиг:

$$\Delta \log_{10}(S_{600}(59^\circ)) = \log_{10}(S_{600}^{\text{exp}}(E, 59^\circ) - \log_{10} S_{600}^{\text{sim}}(E^*, 59^\circ)) = 1.735 - 1.225 = 0.5 \quad (19)$$

(стрелка 2) и ожидаемую плотность отклика мюонов:

$$\log_{10}(S_{\mu}^{\text{sim}}(E, 59^\circ, r = 600, p)) = 1.04 + 0.5 = 1.54 \pm 0.02, \quad (20)$$

которая оказалась не только меньше ожидаемой величины для первичного протона на $\Delta_{\mu} = 1.81 - 1.54 = 0.27$, но и ожидаемой плотности от ядер железа:

$$\log_{10}(S_{\mu}^{\text{sim}}(E, 59^\circ, r = 600, \text{Fe})) =$$

$$= 1.16 + 0.5 = 1.66 \pm 0.02 \quad (21)$$

на $\Delta_\mu = 1.81 - 1.66 = 0.15$. Аналогичный результат получаем из плотности мюонов на расстоянии от оси $r = 1000$ м, где ожидаемая величина для ядер железа равна:

$$\begin{aligned} \log_{10}(S_\mu^{\text{sim}}(E, 59^\circ, r = 1000, \text{Fe})) = \\ = 0.51 + 0.5 = 1.01 \pm 0.02, \end{aligned} \quad (22)$$

а измеренная (на рис. 1 показана темным квадратом):

$$\log_{10}(S_\mu^{\text{exp}}(E, 59^\circ, r = 1000, \text{Fe})) = 1.15 \pm 0.04. \quad (23)$$

Соотношение (13) удобно в реализации названного выше метода тем, что избавляет на практике от необходимости делать затратные по времени и машинным ресурсам вычисления $S_\mu^{\text{sim}}(E, \theta, r)$ методом Монте-Карло в каждом отдельном ливне. В данном случае мы это сделали лишь для ливней с $\log_{10}(E^*) = 19.5$ эВ и зенитными углами с шагом $\Delta \cos \theta = 0.1$. Такой подход принципиально отличается от применяемого на установках TA и Auger, где каждое зарегистрированное событие ШАЛ моделируется методом Монте Карло $\sim 10^6$ раз для поиска его основных параметров. Проведенный ранее вычислительный анализ картины развития ШАЛ показал, что оценки массового состава КЛ с помощью соотношения (13) являются вполне корректными. Это видно на примере рассмотренного выше гигантского ливня с измеренными на эксперименте параметрами $\theta = 58.7^\circ \pm 1.3^\circ$ и $\log_{10} S_{600}^{\text{exp}}(E, 59^\circ) = 1.735 \pm 0.013$, у которого целенаправленно были вычислены методом Монте-Карло по модели QGSjet-II.04 для первичного протона плотности откликов МД

$$\log_{10}(S_\mu^{\text{sim}}(E, 59^\circ, r = 600, p)) = 1.52 \pm 0.02, \quad (24)$$

и

$$\log_{10}(S_\mu^{\text{sim}}(E, 59^\circ, r = 1000, p)) = 0.89 \pm 0.02, \quad (25)$$

которые в пределах ошибок близки с ожидаемыми величинами из соотношения (13) и рис. 1.

3. Полученные результаты и обсуждение.

3.1. Корреляционные зависимости. На рисунке 2 показана геометрия Якутской установки в период наблюдений 01.01.1974–23.06.1990 гг. В 1976 году были созданы первые 2 МД площадью 36 м^2 каждый, расположенные на расстоянии от центра ≈ 500 м. В 1986 году вошли в строй еще 3 МД площадью 20 м^2 каждый. При реконструкции 1990–1992 гг. самые удаленные НД были демонтированы и перемещены в круг с радиусом 2 км. Для текущего анализа

данных МД были отобраны только такие ливни, оси которых оказались внутри этого круга.

На рисунке 4 показана выборка из 127 ШАЛ с $\log_{10} E \geq 19.1$ эВ и $\theta \leq 60^\circ$. В нее вошли собы-

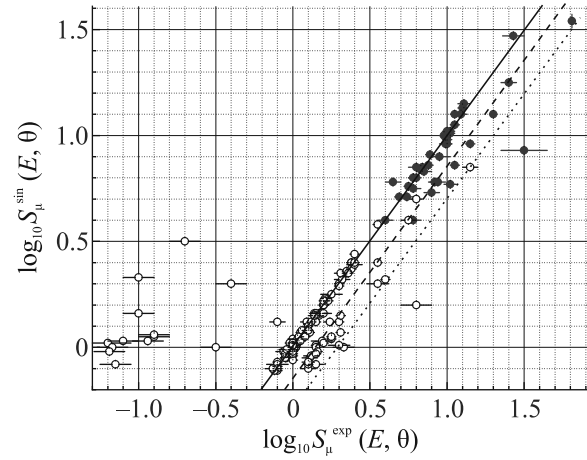


Рис. 4. (Цветной онлайн) Корреляции плотностей откликов МД с порогом $E_\mu = 1.0 \times \sec \theta$ ГэВ на расстояниях от оси $r = 600$ и 1000 м (темные и светлые кружки соответственно) в 127 ливнях с $\log_{10} E \geq 19.1$ эВ и $\theta \leq 60^\circ$, измеренных на эксперименте (шкала абсцисс) и вычисленных по модели QGSjet-II.04 (шкала ординат) для первичных протонов (сплошная линия), ядер железа (штриховая линия) и ШАЛ с аномально высоким содержанием мюонов (точечная линия)

тия с мюонами, измеренными на расстояниях от оси $r = 600$ м (темные кружки) и 1000 м (светлые кружки). Для анализа были отобраны ливни, у которых сработали 2 и больше МД. Детектор считался работающим даже в том случае, когда он не регистрировал ни одну частицу, но находился в штатном режиме ожидания. Сплошная линия соответствует корреляции для первичных протонов. Штриховая линия смещена от нее вправо по шкале абсцисс на величину:

$$\langle \Delta_{p-\text{Fe}} \rangle = \log_{10}[S_\mu^{\text{sim}}(E, \theta, r, \text{Fe})/S_\mu^{\text{sim}}(E, \theta, r, p)] \approx 0.15, \quad (26)$$

которая соответствует ожидаемой корреляции мюонов в ШАЛ от ядер железа. Получена усреднением разницы мюонных плотностей на рис. 1 во всем интервале зенитных углов. Точечная линия на рис. 4, смещенная от корреляционной линии для первичных протонов по оси абсцисс вправо на величину:

$$\langle \Delta_{p-X} \rangle = 2 \times \langle \Delta_{p-\text{Fe}} \rangle \approx 0.30, \quad (27)$$

условно выделяет некоторые ливни (ниже обозначены символом X) с аномально высоким содержанием мюонов.

В рассмотренную выборку вошли только те ливни, у которых были 2 и более МД, сработавшие в диапазоне расстояний от оси $\Delta r \approx 800\text{--}1600$ м. У них с помощью ФПР (12) находились плотности $S_\mu^{\text{exp}}(E, \theta, r = 1000)$. При этом параметр наклона $b_\mu(\theta)$ брался средним из полученных ранее экспериментальных данных [22], так как в большинстве индивидуальных событий найти его было не возможно. Около 27 % событий из всей выборки имели один (редко больше) МД с показаниями на расстояниях от $r \approx 300$ до 800 м. В этом случае находилась также плотность $S_\mu^{\text{exp}}(E, \theta, r = 600)$, вместе с $S_\mu^{\text{exp}}(E, \theta, r = 1000)$. Такой отбор мюонных данных был самым оптимальным. Он нашел свое отражение в распределениях событий на рис. 4.

На рисунке 5 показаны отклонения индивидуальных пар мюонных плотностей

$$\eta = \frac{S_\mu^{\text{exp}}}{S_\mu^{\text{sim}}(p)} \quad (28)$$

от корреляционных линий рис. 4 для $r = 1000$ м. Здесь значение “0” по оси абсцисс соответствует местоположению протонного пика для модели QGSjet-II.04, относительно которого стрелки Fe и X указывают на сдвиги (26) и (27). События D относятся к мюонно-дефицитным ШАЛ. Они позиционируются с пиками со средними значениями в областях их локализации на уровне 68 % достоверности:

$$\eta(p) = 0.99_{-0.08}^{+0.08}, \quad (29)$$

$$\eta(\text{Fe}) = 1.44_{-0.12}^{+0.18}, \quad (30)$$

$$\eta(X) = 1.95_{-0.33}^{+2.05}, \quad (31)$$

$$\eta(D) = 0.09_{-0.02}^{+0.05}, \quad (32)$$

которые можно интерпретировать как вероятный массовый состав первичных частиц.

3.2. Состав КЛ. В таблице 1 приведены дифференцированные данные о составе КЛ в зависимости от энергии ШАЛ. Видно, что доля протонов в этой выборке почти неизменна и составляет около 69 %, за исключением нижней строки. Доля мюонно-дефицитным ШАЛ грубо тоже почти не меняется и равна приблизительно 10 %. Она не противоречит нашим, более ранними оценками [23, 24]. Доля ядер железа постепенно увеличивается от 0 до 24 %. В [23] эта доля оценивалась ~ 36 % в выборке из 33 событий. Отличие результатов этой работы и табл. 1 может быть обусловлено разным числом рассмотренных ливней. Возможно, здесь нашли свое отражение разные методы оценки состава КЛ.

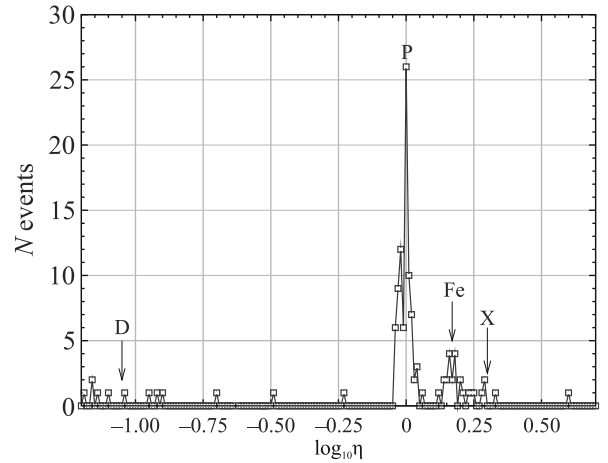


Рис. 5. (Цветной онлайн) Отклонения индивидуальных пар мюонных плотностей от корреляционных линий рис. 4 на расстояниях от оси 1000 м

Обращают на себя внимание 5 ливней в столбце X, у которых наблюдается anomalously большое количество мюонов. Углубленный анализ полученных данных показал, что это реально измеренные плотности МД. Из ФПР самого большого из них на рис. 3 видно, что НД и МД измерили близкие по величине отклики, которые сформировали, вероятно, мюоны с энергиями $E_\mu \geq 1.92$ ГэВ. Вклад электромагнитной компоненты на расстояниях $r \geq 400$ м в этом ливне почти отсутствует. Это трудно пока как-то интерпретировать. Относительное расположение пиков между собой практически не изменилось. Это свидетельствует о не критичности метода мюонной корреляции к моделям развития ШАЛ.

Оценим из данных табл. 1 среднее значение $\langle z_A^{\text{exp}} \rangle$ -фактора (3). Для этого воспользуемся соотношением:

$$\begin{aligned} \ln(\langle \rho_\mu^{\text{exp}} \rangle) - \ln(\rho_\mu^p) &= 2.3 \times \log_{10} \left(\frac{S_\mu^{\text{exp}}}{S_\mu^{\text{sim}}(p)} \right) = \\ &= -0.127 \pm 0.035, \end{aligned} \quad (33)$$

в котором правую часть находим из данных на рис. 4 и 5 суммированием всех 127 событий. Получаем для этой выборки со средней энергией $\langle E \rangle \approx 1.82 \times 10^{19}$ эВ и $\langle \sec \theta \rangle \approx 1.33$ следующую величину:

$$\langle z_A^{\text{exp}} \rangle = \frac{-0.127}{\ln(\rho_\mu^{\text{Fe}}) - \ln(\rho_\mu^p)} = -0.03 \pm 0.02, \quad (34)$$

которая в пределах ошибок согласуется с нашими, более ранними оценками [6–8] этого фактора из средних ФПР МД. Формально из (34) и формулы (2) можно сделать вывод, что КЛ рассмотренных энергий состоят, в основном, из протонов. Однако фак-

Таблица 1. Количество ШАЛ в отдельно взятых интервалах с шагом $\Delta \log_{10} E = 0.1$ (столбец 1 – средние энергии в этих интервалах)

$\log_{10} E$	P	W_P	Fe	W_{Fe}	X	W_X	D	W_D	Всего
20.05	0	0.00	0	0.00	1	1.00	0	0.00	1
19.75	1	0.50	1	0.00	1	0.50	0	0.00	2
19.65	4	1.00	0	0.00	0	0.00	0	0.00	4
19.55	9	0.75	1	0.09	0	0.00	2	0.16	12
19.45	11	0.73	1	0.07	2	0.13	1	0.07	15
19.35	16	0.76	3	0.14	0	0.00	2	0.10	21
19.25	27	0.71	7	0.18	0	0.00	4	0.11	38
19.15	20	0.59	8	0.24	2	0.06	4	0.12	34
Всего	88	0.69	21	0.17	5	0.04	13	0.10	127

тически это не так. Оценки ядерного состава первичных частиц из мюонных данных могут быть в среднем существенно искажены из-за присутствия в КЛ некоторой доли мюонно-дефицитных и мюонно-избыточных ШАЛ.

4. Заключение. Выше описан новый алгоритм оценки массового состава КЛ в отдельно взятых ШАЛ. Он основан на сравнении измеренных откликов МД и вычисленных по модели QGSJet-II.04 от первичных частиц с заданной массой. В данном случае были взяты протоны с зенитными углами $\theta \leq 60^\circ$. Эта модель адекватно описывает развитие всех компонент ШАЛ. Она показала свою высокую эффективность в процессе исследования, так называемой, “мюонной загадки” [7, 8, 21]. Вычисления откликов НД и МД в этой работе делались без применения для отдельно взятых событий метода Монте-Карло. С этой целью были заранее получены зенитно-угловые зависимости этих величин (рис. 1). Данный подход существенно упростил анализ ливней на предмет доли в них мюонов, без потери качества полученных результатов. Сравнения экспериментально найденных и расчетных откликов для всех ШАЛ делались при заданной энергии $E^* = 3.16 \times 10^{19}$ эВ. Измеренные отклики МД в конкретных ливнях с энергией E нормировались с их расчетными величинами с помощью соотношения (13). Суть использованного выше метода поясняет рис. 4, где показаны корреляции плотностей откликов МД на расстояниях от оси $r = 600$ и 1000 м (они могут быть любыми). Мы выбрали события с $r = 1000$ м (как и в [23, 24]), которые дают максимальную статистику с хорошим качеством мюонных данных. На рисунке 5 показана доля измеренных откликов мюонов относительно ожидаемой по модели QGSJet-II.04. Это распределение имеет несколько, ярко выраженных пиков. Первый (29), вне всяких сомнений, относится к протонам. Второй пик (30) условно можно

отнести к ядрам железа. Третий (31) принадлежит к нескольким событиям с аномально избыточным содержанием мюонов. В их число входит самый большой из зарегистрированных на Якутской установке ливень (рис. 2 и 3). Природу его еще только предстоит разгадать. Четвертый пик (32) относится к ШАЛ с аномально низким содержанием мюонов. Возможно, он имеет прямое отношение к первичным гамма-квантам. Некоторые характеристики формирующих эти пики событий приведены в табл. 1. Мы планируем продолжить исследования состава КЛ, применив этот метод к данным Якутской установки ШАЛ в области меньших энергий.

Работа выполнена с использованием данных, полученных на Уникальной научной установке “Якутская комплексная установка широких атмосферных ливней (ЯКУ ШАЛ) им. Д. Д. Красильникова” (<https://ckp-rf.ru/catalog/usu/73611/>).

Авторы выражают благодарность сотрудникам Обособленного структурного подразделения ИКФИА СО РАН ЯКУ ШАЛ.

Финансирование работы.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации # 122011800084-7).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. J. R. Hörandel, J. Phys.: Conf. Ser. **47**, 41 (2006); doi:10.1088/1742-6596/47/1/005.
2. A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta et al. (Pierre Auger Collaboration), Nucl. Instr. Methods A **798**, 172 (2015); DOI: 10.1016/j.nima.2015.06.058; arXiv: 1502.01323 [astro-ph.IM].
3. T. Abu-Zayyad, R. Aida, M. Allen et al. (Telescope Array Collaboration), ApJ Lett. **768**, L1 (2013); DOI: 10.1088/2041-8205/768/1/L1; arXiv: 1205.5067 [astro-ph.HE].

4. A. Aab et al. (Pierre Auger Collaboration), Phys. Rev. Lett. **117**, 192001 (2016).
5. R. U. Abbasi et al. (Telescope Array Collaboration), Phys. Rev. D **98**, 022002 (2018).
6. H. P. Dembinski, J. C. Arteaga-Velazquez, L. Cazon et al. (Collaboration), arXiv: 1902.08124 v1 [astro-ph.HE].
7. A. V. Glushkov, A. V. Saburov, L. T. Ksenofontov, and K. G. Lebedev, Phys. At. Nucl. **87**, 25 (2024); DOI: 10.1134/S1063778824020121; arXiv: 2306.17039v1 [astro-ph.HE].
8. А. В. Глушков, А. В. Сабуров, К. Г. Лебедев, Письма в ЖЭТФ **117**, 254 (2023); DOI: 10.31857/S1234567823040002X; arXiv: 2304.09924v1 [astro-ph.HE].
9. N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, and A. I. Pavlov, Nucl. Phys. B – Proc. Suppl. **52**, 17 (1997).
10. S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **83**, 014018 (2011).
11. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. Forshungszentrum Karlsruhe, FZKA **6019**, 90 (1988).
12. А. В. Глушков, *Пространственное распределение и полный поток черенковского излучения ШАЛ с первичной энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ*. Диссертация, НИИЯФ МГУ (1982).
13. А. В. Глушков, М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, Н. Н. Ефимов, Н. Н. Ефремов, С. П. Кнуренко, В. А. Колосов, И. Т. Макаров, В. Н. Павлов, П. Д. Петров, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов, Изв АН СССР, сер. физ. **55**, 713 (1991) [Т. А. Егоров (for the Yakutsk Collaboration), in Proceeding of the Tokyo Workshop on Techniques for the Study of Extremely High Energy Cosmic Rays, Tokyo (1993)].
14. A. V. Glushkov, V. P. Egorova, A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, V. A. Kolosov, A. D. Krasilnikov, I. T. Makarov, A. A. Mikhailov, V. V. Olzoyev, V. V. Pisarev, M. I. Pravdin, A. V. Sabourov, I. E. Sleptsov, and G. G. Struchkov, in *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba* (2003), v. 1, p. 393.
15. A. V. Glushkov, V. I. Pravdin, and A. Sabourov, Phys. Rev. D **90**, 012005 (2014).
16. А. В. Глушков, М. И. Правдин, А. В. Сабуров, ЯФ **81**, 535 (2018); DOI: 10.1134/S0044002718040049.
17. Л. И. Каганов, *Пространственное распределение заряженных частиц в широких атмосферных ливнях с первичной энергией выше $0 \geq 10^{17}$ эВ*. Диссертация, НИИЯФ МГУ (1981).
18. М. И. Правдин, *Спектры по потокам частиц широких атмосферных ливней космических лучей с энергией выше 10^{17} эВ*. Диссертация, НИИЯФ МГУ (1985).
19. А. В. Сабуров, *Пространственное распределение частиц ШАЛ с энергией выше 10^{17} эВ по данным Якутской установки*, Дисс...канд. наук, ИЯИ РАН, М. (2018).
20. T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner, Phys. Rev. C **92**, 034906 (2015); doi:10.1103/PhysRevC.92.034906; arXiv:1306.0121 [hep-ph].
21. А. В. Глушков, А. В. Сабуров, Л. Т. Ксенофонтов, К. Г. Лебедев, Письма в ЖЭТФ **117**, 651 (2023); DOI: 10.31857/S1234567823090033; arXiv: 2304.13095v1 [astro-ph.HE].
22. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, E. S. Nikiforova et al. (Collaboration), Astropart. Phys. **4**, 15 (1995) [A. V. Glushkov, I. T. Makarov, I. E. Sleptsov et al. (Collaboration), Phys. Atom. Nucl. **65**, 1313 (2002)].
23. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, M. I. Pravdin, I. E. Sleptsov, D. S. Gorbunov, G. I. Rubtsov, and S. V. Troitsky, Pis'ma v ZhETF **87**, 220 (2008).
24. A. V. Glushkov, D. S. Gorbunov, I. T. Makarov, M. I. Pravdin, G. I. Rubtsov, I. E. Sleptsov, and S. V. Troitsky, Pis'ma v ZhETF **85**, 163 (2007).