

Оценка энергии широких атмосферных ливней оптической частью высокогорной установки

С. З. Латипова,^{1,2*} В. И. Галкин^{3†}

¹Таджикский национальный университет, физический факультет
Таджикистан, 734025, Душанбе, проспект Рудаки, д. 17

²Физико-технический институт имени С. У. Умарова АН Республики Таджикистан
Таджикистан, 734063, Душанбе, ул. Айни, д. 299

³Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики космоса
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 22.12.2019; подписана в печать 20.01.2020)

Описывается методика оценки энергии первичной частицы широкого атмосферного ливня (ШАЛ) быстрыми оптическими детекторами комплексной высокогорной установки, развитая в рамках проекта «Памир-XXI». Для конкретной конфигурации сети из 11×11 детекторов проведен анализ погрешностей оценки энергии при регистрации ШАЛ от различных первичных ядер в диапазоне энергий 1 – 100 ПэВ. Для ливней от первичных протонов рассматривается механизм введения поправок в оценку энергии, уменьшающий влияние сильных флуктуаций продольного развития типа «проскока». Результаты работы могут быть полезны как для других высокогорных проектов, так и для метода ШАЛ вообще.

PACS: 96.50.sb

УДК: 524.1

Ключевые слова: широкие атмосферные ливни, черенковский свет, статистическое моделирование, проскочившие ливни.

ВВЕДЕНИЕ

Оценка энергии широкого атмосферного ливня (ШАЛ) — одна из классических задач метода ШАЛ, наряду с оценкой направления θ и типа (массы A) первичной частицы. Техника получения оценки существенно опирается на представление о ШАЛ как о ядерно-электромагнитном каскаде в атмосфере и использует модельные расчеты характеристик этого каскада. Для оценки первичной энергии E_0 формально годится любая характеристика ШАЛ, сильно коррелирующая с E_0 , меняющаяся примерно пропорционально ей и доступная в прямых измерениях (в крайнем случае — вычисляемая на основании показаний детекторов). В реальности при выборе подходящей характеристики приходится учитывать также ее флуктуации и измерительные ошибки: и те, и другие должны быть по возможности минимальными.

Любая непосредственно измеряемая характеристика ШАЛ зависит от полного набора первичных параметров (E_0 , θ , A), а также от взаимной геометрии ливня, детектора и уровня наблюдения (положения детектора над уровнем моря). Из этого следует, что процедура оценки E_0 должна учитывать θ , A (или хотя бы их оценки) и условия эксперимента. Иными словами, полноценное определение E_0 возможно только в результате самосогласованной процедуры определения всех первичных параметров, оптимизированной под конкретный эксперимент.

Еще одно важное обстоятельство — неопределенность модели ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Поскольку процедура неизбежно базируется на модельных расчетах ШАЛ, она оказывается потенциально модельно зависимой. По существу неопределенность модели взаимодействия составляет часть систематической ошибки энергии, которую надо постараться уменьшить.

Семидесятилетняя история регистрации ШАЛ породила довольно разнообразный набор методов оценки первичной энергии. Одним из первых была оценка по полному числу заряженных частиц («размеру ливня») на уровне наблюдения с помощью годоскопической установки из счетчиков Гейгера, позволившая, в частности, обнаружить «колени» в энергетическом спектре всех первичных частиц [1, 2, 3, 4, 5]. Процедура использовала показания счетчиков для восстановления поперечного распределения заряженных частиц путем аппроксимации некоторой пробной функцией, интеграл от которой давал размер ливня. Близкая по смыслу оценка была использована группой MIT при обработке данных установки Agassiz [6], состоявшей из жидких сцинтилляторов. Постепенно развитие вычислительной техники позволило реализовать расчет характеристик ШАЛ методом Монте-Карло, дающим возможность количественно анализировать флуктуации измеряемых характеристик. В частности, анализ флуктуаций поперечного распределения позволил А. М. Хилласу [7] сделать радикальный вывод о существовании оптимального с точки зрения оценки E_0 расстояния от оси ливня до детектора R_{opt} для измерения плотности частиц. Расстояние это зависит прежде всего от конфигурации установки, оно использовалось и используется до сих пор многими экспериментальными

*E-mail: latipova_s@mail.ru

†E-mail: vi.galkin@physics.msu.ru

ми группами, например, S(600) — группой AGASA [8] и S(1000) — группой Auger [9].

Использованию мер первичной энергии, аналогичных ρ_{500} на установке Naverah Park [10], обычно мешает большой шаг сетки детекторов, используемый на больших установках — от нескольких десятков метров до нескольких километров. В этом случае $\rho(R_{opt})$ оценивается по аппроксимации $\rho(R)$ поперечного распределения, полученной по показаниям удаленных друг от друга детекторов, что может привести к большой неопределенности оценки E_0 .

Более сложные меры E_0 могут включать данные сразу нескольких компонент ШАЛ. Например, эксперимент KASCADE-Grande [11] использовал соотношение

$$\lg(E_0/\text{ГэВ}) = 0.313 \lg(N_e) + 0.666 \lg(N_\mu) + 1.24/\cos(\theta) + 0.580,$$

в которое входят электронный N_e и мюонный N_μ размеры ливня, каждый из которых получался интегрированием аппроксимации соответствующего поперечного распределения частиц.

Регистрация черенковского света (ЧС) ШАЛ требует специальных условий (безоблачные и безлунные ночи, минимум аэрозолей в атмосфере, отсутствие антропогенных засветок), но и дает гораздо больше возможностей для восстановления первичных параметров ШАЛ, в том числе, первичной энергии. Число черенковских фотонов на 4 — 5 порядков больше, что позволяет существенно понизить порог детектирования ШАЛ и получить больше информации из его характеристик. Процедуры оценки энергии по ЧС похожи на уже рассмотренные процедуры, основанные на характеристиках заряженных частиц. Они могут использовать: нормировку поперечного распределения света — BLANCA [12], плотность фотонов на фиксированном оптимальном расстоянии — Тунка-25 [13], полный поток черенковского света — Якутская установка [14].

Однако, есть одно существенное различие между измерениями плотности частиц и света: большинство частиц ливня живут недолго (порядка одной радиационной единицы), тогда как свет медленно поглощается, может приходиться с высот 10 и более километров над уровнем наблюдения и, следовательно, накапливается. Грубо говоря, на уровне наблюдения мы видим текущее число заряженных частиц и интеграл черенковского света по всем высотам, на которых в ливне существовали частицы с энергией выше черенковского порога. Это приводит к разным последствиям в случае глубокого развития ШАЛ в атмосфере: при заданной E_0 полное число заряженных частиц растет или убывает в зависимости от того, находится ли максимум каскадной кривой выше или ниже уровня наблюдения; полное число оптических фотонов в этом случае всегда убывает. Это особенно сказывается на неопределенности оценки энергии ШАЛ от протонов, поскольку именно они демонстрируют максимальные каскадные флуктуации, в том числе флуктуации продольного развития.

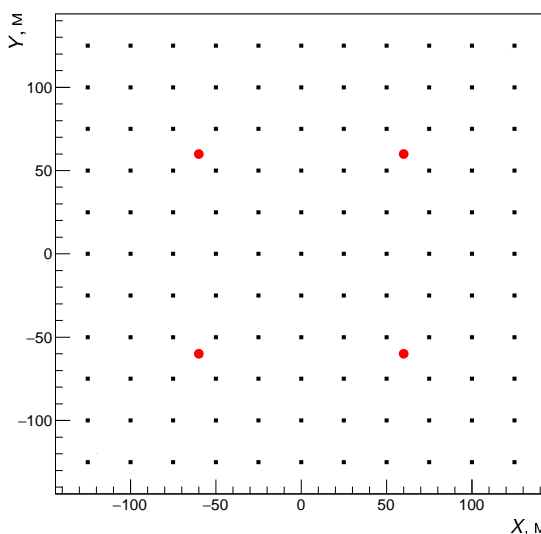


Рис. 1: Расположение оптических детекторов установки: 1 — прямоугольная сеть из 11×11 широкоугольных быстрых детекторов площадью $\sim 1 \text{ м}^2$ и апертурой $\sim 1 \text{ ср}$, расположенных с шагом 25 м (квадраты), позволяющая определить направление оси ливня с точностью лучше 0.1° , ее положение с точностью $\sim 1 \text{ м}$ и первичную энергию с точностью не хуже 15%, а также позволяет анализировать форму импульса ЧС; 2 — угловые черенковские телескопы (кружки) с зеркалами площадью $\sim 4 \text{ м}^2$, диаметром поля зрения около 30° и диаметром пиксела $\sim 0.8^\circ$, удаленные друг от друга на расстояния $\sim 100 \text{ м}$ и обеспечивающие анализ ПУР ЧС на небольших расстояниях от оси, чувствительного к массе первичной частицы.

Неопределенности оценки энергии в упомянутых выше методиках редко опускаются ниже 10%, чаще всего они лежат в диапазоне 15 — 20% и увеличиваются до 25 — 30% для ШАЛ с большими зенитными углами.

В данной работе мы устанавливаем верхние пределы точности оценки по поперечному распределению ЧС ШАЛ, близких к вертикали, для высокогорной установки с достаточно плотной сеткой оптических детекторов. Работа ведется в рамках проекта «Памир-XXI», но мы уверены, что результаты наших расчетов будут полезны и другим экспериментам.

Проект «Памир-XXI» [1] планировался как комплексное исследование первичного космического излучения (ПКИ) в широком диапазоне энергий 30 ТэВ — 1 ЭэВ и характеристик ядерного взаимодействия, не доступных для изучения на ускорителях. Предполагалось использовать сети детекторов заряженных частиц, ионизационный калориметр и оптические детекторы для регистрации различных компонент ШАЛ: электронно-фотонной, мюонной, адронной и черенковского света (ЧС).

Оптическая часть установки (рис. 1) предназначена прежде всего для решения проблем энергетического спектра и массового состава ПКЛ в диапазоне энер-

гий $10^{14} - 10^{17}$ эВ на основании измерений характеристик ЧС ШАЛ [15]. Установка должна включать в себя оптические детекторы двух типов — широкоугольные быстрые детекторы площадью 1 м^2 и полем зрения диаметром $40 - 50^\circ$, способные регистрировать пространственно-временное распределение (ПВР) ЧС, и оптические телескопы с зеркалами площадью 4 м^2 , полем зрения диаметром не менее 20° и диаметром пиксела $0.7 - 0.8^\circ$, регистрирующие пространственно-угловое распределение (ПУР) ЧС.

Сеть быстрых детекторов с размером ячейки 25 м определяет направление прихода ливней, положение осей и энергии и позволяет анализировать форму импульса ЧС.

Набор из нескольких (3–4) телескопов, раздвинутых на $100 - 150 \text{ м}$ друг от друга, позволяет анализировать ПУР ЧС для оценки первичной массы с использованием данных о положении оси ливня, его направления и энергии.

Все детекторы массива должны быть направлены одинаково в зенит или, если толщина слоя воздуха выше уровня наблюдения и слишком мала для того, чтобы ливни интересующей энергии генерировали достаточно света, под определенным углом к вертикали. Телескопы должны быть расположены в центральной части сети быстрых детекторов. Измерения при энергиях выше 10^{16} эВ, вероятно, потребуют увеличения масштаба установки и, следовательно, ее структура должна быть масштабируемой.

Возможности оптической части установки «Памир-XXI» были рассмотрены в предыдущих наших работах [15, 16, 17, 18, 19, 20]. Здесь мы обсуждаем ее способность оценивать энергию первичных частиц ШАЛ с помощью данных сети быстрых оптических детекторов. Поскольку мы разрабатываем методику регистрации ливней с малыми зенитными углами ($\theta < 10^\circ$), пока используются вертикальные искусственные события. Расчетный уровень наблюдения — 4250 м над уровнем моря.

1. ИСКУССТВЕННЫЕ СОБЫТИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА РАБОТЫ ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТИ УСТАНОВКИ

Объемы выборок искусственных событий, разыгранных по CORSIKA/QGSJET01 и CORSIKA/QGSJET-II-04 [21], составляют от 600 для $E_0 = 30 - 100 \text{ ТэВ}$ до 36 для $E_0 = 100 \text{ ПэВ}$, но имеющаяся обильная информация о каждом событии позволяет использовать его много раз. Данные о ПВР ЧС в каждом событии записываются в отдельный файл, содержащий массив $600 \times 600 \times 302$ ячеек, причем первые две размерности соответствуют пространственным переменным на уровне наблюдения, последняя — времени прихода света в детектор. Пространственные ячейки массива имеют размер $1 \text{ м} \times 1 \text{ м}$ и образуют сплошной ковер с центром на оси ливня, размер временных ячеек 1 нс , причем последняя ячей-

ка — интегральная. При фиксированной геометрии сетки быстрых оптических детекторов данные о ПВР ЧС одного и того же события в детекторы сетки выбираются по-разному, в зависимости от расположения центра сетки по отношению к оси ливня.

Поскольку варианты данных формируются сдвигом сетки по коврику $600 \text{ м} \times 600 \text{ м}$ с минимальным шагом 1 м по x и/или по y , то во-первых вариантов может быть очень много (~ 100000), и во-вторых они не являются полностью независимыми в силу корреляций между соседними вариантами. Однако сравнение результатов для разного количества вариантов данных от каждого события не выявили существенных отличий в моментах распределений, характеризующих неопределенности первичных параметров. Поэтому в приводимых ниже результатах для каждого события были использованы все допустимые варианты (конфигурации) данных, что гарантировало непредубежденный учет различных относительных геометрий «детектор-ливень».

2. ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ШАЛ ПО ИНТЕГРАЛУ ЧС

В нашей работе зарегистрированная сеткой быстрых оптических детекторов амплитудная информация аппроксимируется простой моделью функции поперечного распределения (ФПР) ЧС:

$$LDF(R) = \frac{a_0}{1 + a_1 R + a_2 R^2 + a_3 R^3}.$$

Энергия ливней оценивается по интегралу CL300 от ФПР ЧС в круге радиуса 300 м с центром на оси ливня [15]:

$$CL300 = 2\pi \int_0^{300} LDF(R) R dR.$$

Параметры ФПР получаются в результате одновременного приближения моделями ФПР ЧС и временного фронта (ВФ) ЧС данных по пространственно-временному распределению ЧС в каждом ливне. Неопределенности CL300 для $E_0 = 1, 10, 100 \text{ ПэВ}$ приведены в табл. 1. Добавление фона ночного неба и преобразование суммарного набора фотонов в фотоэлектрон не меняют неопределенностей оценок первичной энергии.

3. ПРОБЛЕМА ПРОСКОЧИВШИХ ЛИВНЕЙ

Ливни от протонов флуктуируют сильно в продольном развитии. При рассмотрении ШАЛ от протонов попадают ливни, максимумы каскадных кривых которых находятся близко к уровню наблюдения, и полное число черенковских фотонов в них на уровне наблюдения заметно меньше, чем в остальных: ливень просто не успевает родить обычное для ливня такой энергии количество света. Это мешает правильной оценке

Таблица 1: Неопределенности оценки энергии первичной частицы для ядер p , N , Fe и двух моделей взаимодействия

| Первичные ядра | E_0 , ПэВ | Ошибка оценки E_0 , % CORSIKA/QGSJET01 | Ошибка оценки E_0 , % CORSIKA/QGSJET-II-04 |
|----------------|-------------|---|---|
| p | 1 | 14.1 | 20 |
| | 10 | 26.9 | 10 |
| | 100 | 21.7 | |
| N | 1 | 5.8 | 6.3 |
| | 10 | 6.2 | 8.9 |
| | 100 | 8.7 | |
| Fe | 1 | 5.1 | 4.5 |
| | 10 | 3.0 | 5.6 |
| | 100 | 4.3 | |

энергии первичных частиц и их идентификации. Задача состоит в выделении проскочивших протонных ливней на основании непосредственно измеряемых величин и корректировке оценки энергии таких ливней.

Как видно на рис. 2, шестое (проскочившее) событие отличается от первого (нормального) ливня крутизной ФПР, интеграл от ФПР протонного события № 6 оказывается примерно вдвое меньше среднего интеграла CL300 в нормальных ливнях.

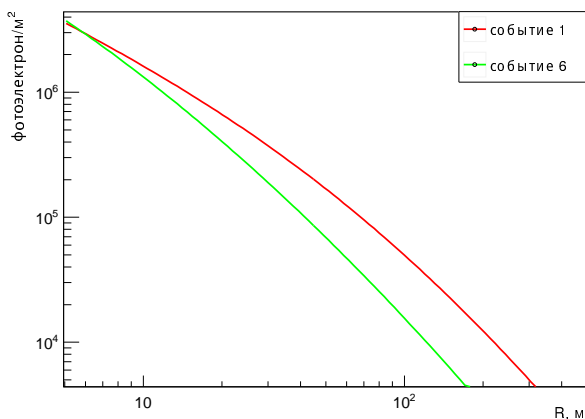


Рис. 2: Аппроксимации поперечного распределения ЧС ШАЛ от первичного протона с энергией 1 ПэВ для нормального (1-го события, красная кривая) и проскочившего ливня (6-го события, зеленая кривая).

За счет проскочивших ливней распределение оценок первичной энергии оказывается слишком широким (рис. 3), что приводит к слишком большой неопределенности этих оценок.

Плотная сетка быстрых оптических детекторов позволяет нам не только идентифицировать проскочившие ливни, но и скорректировать их CL300, тем самым понизив неопределенность оценки E_0 для протонных ШАЛ.

4. ВВЕДЕНИЕ ПОПРАВОК К ОЦЕНКАМ ЭНЕРГИИ ПРОСКОЧИВШИХ ЛИВНЕЙ

Глубокое развитие ШАЛ меняет форму ФПР ЧС: она становится более узкой, спадает быстрее с ростом расстояния от оси, а ее нормировка уменьшается (рис. 2). При наличии достаточно плотной сетки оптических детекторов эти изменения можно анализировать количественно.

Мы рассмотрели распределения крутизны ФПР ЧС в протонных ливнях с энергиями 1, 10 и 100 ПэВ. В качестве мер крутизны были испробованы отношения $q = LDF(R_1)/LDF(R_2)$ аппроксимаций индивидуальных ФПР ЧС на расстояниях $R_1 = 5, 10, 15, 20$ м и $R_2 = 100, 150, 200$ м от оси ливня. В качестве основной меры была выбрана $q = LDF(20\text{ м})/LDF(100\text{ м})$, демонстрирующая приемлемое пересечение распределений крутизны для нормальных и проскочивших ливней (рис. 4).

Поправка к интегралу CL300 вводится умножением его на коэффициент $c_0(q)$, большой единицы. Поскольку распределения крутизны нормальных и проскочивших ливней пересекаются, а поправлять CL300 нормально развивающихся ливней смысла нет, коэффициент должен отличаться от единицы, начиная с некоторого порогового значения крутизны $qthr$:

$$c_0(q) = \begin{cases} 1, & \text{если } q \leq qthr, \\ 1 + a * (q - qthr), & \text{если } q > qthr. \end{cases}$$

Линейный рост коэффициента $c_0(q)$ был выбран для простоты реализации и оказался приемлемым. Порог введения поправки и коэффициент роста a выбирались отдельно для каждой первичной энергии из условий примерного совпадения средних значений распределений CL300 для нормальных и проскочивших ливней и минимума ширины суммарного распределения. На рис. 5 показаны результаты работы поправки для первичной энергии 1 ПэВ. Найденные параметры $qthr$ и a для трех первичных энергий приведены в табл. 2.

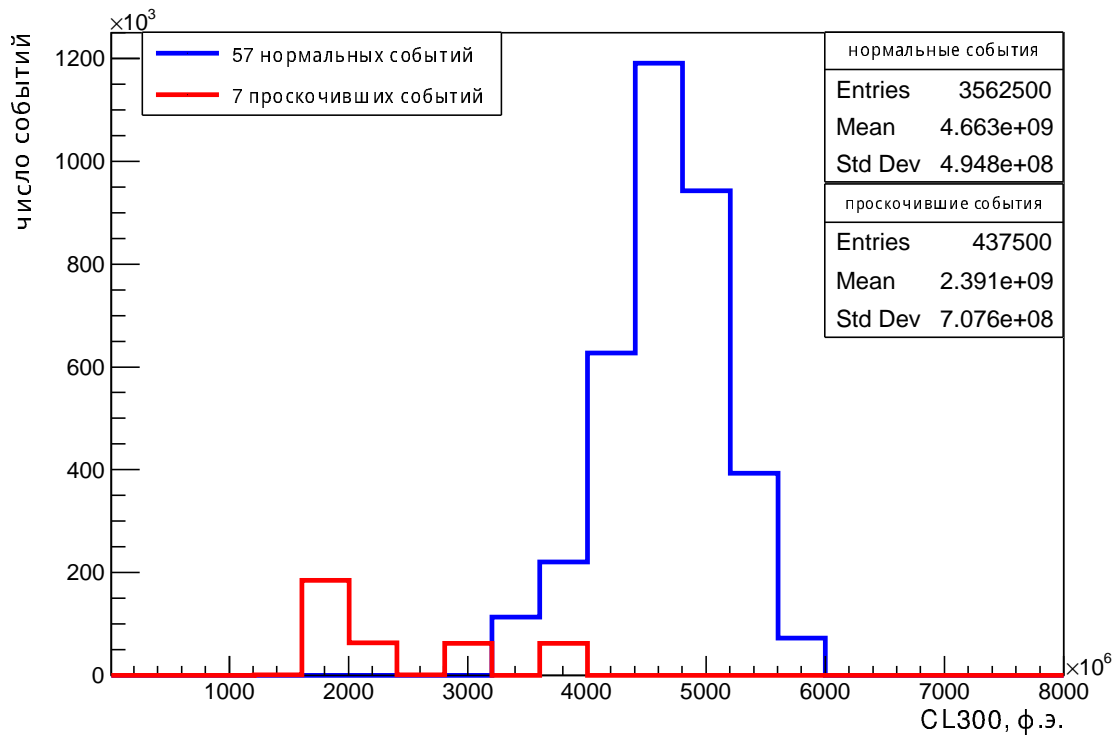


Рис. 3: Оценка энергии ШАЛ от первичного протона 1 ПэВ до введения поправки, с учетом фона звездного неба. Из 64 событий 57 развиваются нормально, 7 развиваются глубоко в атмосфере.

Таблица 2: Таблица параметров поправочного коэффициента $c_0(q) = 1 + a * (q - qthr)$

| Энергия E_0 , ПэВ | a — коэффициент роста | $qthr$ — порог по крутизне |
|---------------------|-------------------------|----------------------------|
| 1 | 0.24 | 13 |
| 10 | 0.24 | 13 |
| 100 | 0.29 | 17 |

Таблица 3: Неопределенности оценки энергии первичной частицы до и после введения поправок. Неопределенности оцениваются по относительным флуктуациям CL300.

| Энергия E_0 , ПэВ Протон | Оценка ошибки энергии до поправки в % | Оценка ошибки энергии после поправки в % |
|-------------------------------|---------------------------------------|--|
| 1 | 14.1 | 10.8 |
| 10 | 26.9 | 11.5 |
| 100 | 21.7 | 12.4 |

Введение поправок к CL300 позволяет заметно уменьшить неопределенность оценок первичной энергии (табл. 3). Правда, эти результаты получены

на трех выборках с фиксированными энергиями, тогда как в реальном эксперименте мы эти энергии должны определить. Параметры поправок в табл. 2 даны в зависимости от E_0 , причем они немного меняются только при энергиях выше 10 ПэВ.

Продемонстрированная возможность использовать параметр крутизны ФПР для уточнения оценки E_0 не может считаться полноценной, поскольку в реальном эксперименте ливни будут иметь произвольную (в диапазоне чувствительности установки) энергию и массу первичной частицы. Следовательно, нам необходимо представить логически замкнутую процедуру оценки энергии, опирающуюся на значения CL300, q , координаты оси ливня и данные о принадлежности события к одному из трех рассматриваемых классов по массе (p, N, Fe), то есть на все данные, возникающие в результате анализа пространственно-временного и пространственно-углового распределений ЧС ШАЛ.

5. ОБЩАЯ ПРОЦЕДУРА ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ ШАЛ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЧС

Построение процедуры начнем с анализа зависимостей $CL300(q, E_0, A)$ для диапазонов E_0 : 1 – 100 ПэВ и A : 1 – 56. На рис. 6 показаны регрессии $CL300(q)$,

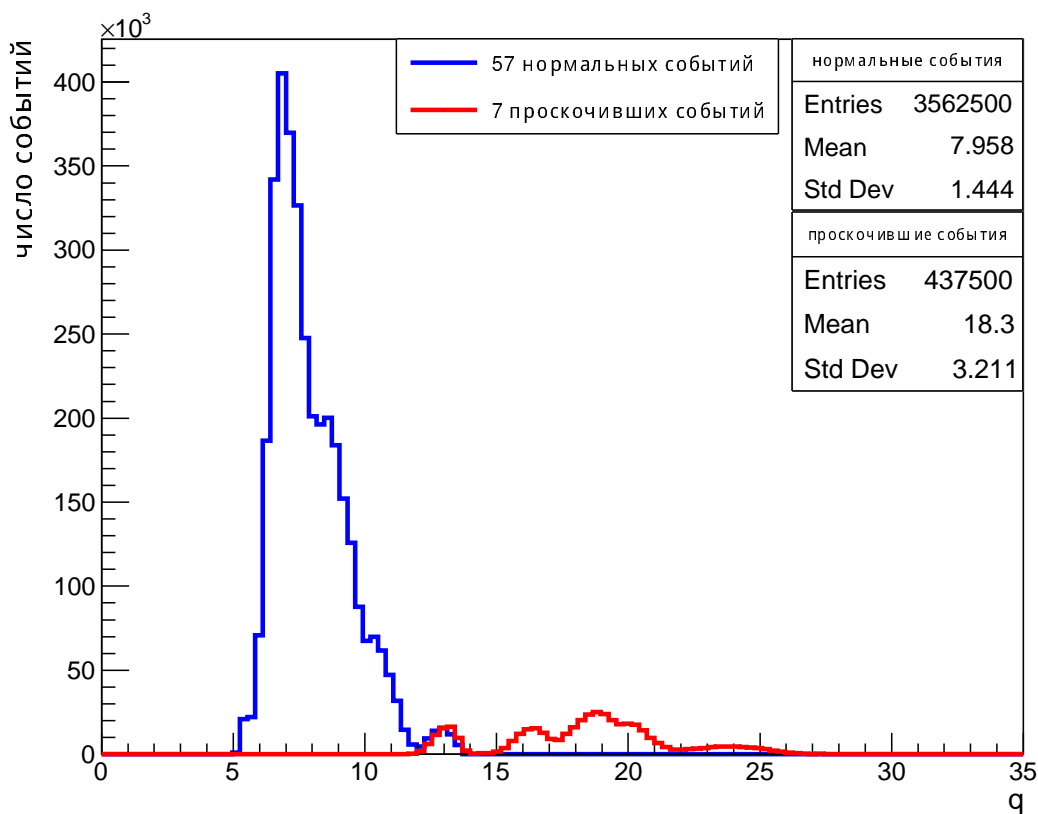


Рис. 4: Распределения крутизны $q = LDF(20 м)/LDF(100 м)$ для протонных ливней с энергией 1 ПэВ. Синяя гистограмма — нормально развивающиеся ливни, красная — проскочившие

полученные в результате обработки корреляционных плотов CL300– q для первичных протонов, ядер азота и железа с энергиями 1, 10 и 100 ПэВ. Области определения и значений этих функций соответствуют диапазонам изменения q и CL300 в соответствующих выборках с учетом всех конфигураций, удовлетворяющих триггерным условиям.

Бросается в глаза существенное отличие областей определения CL300(q) для протонов и ядер N и Fe : большие флуктуации в ливнях от протонов обуславливают широкие диапазоны значений крутизны, причем самые большие значения крутизны соответствуют ливням, развивающимся глубоко (проскочившим ливням). Количество света, приходящее на уровень наблюдения в круг радиуса 300 м, в таких ливнях существенно меньше, чем в обычных. Небольшие продольные и поперечные флуктуации ШАЛ от ядер позволяют при их обработке пренебречь зависимостями CL300(q) и непосредственно связывать CL300 и E_0 : $E_0 = E_0(CL300, A)$. Эти зависимости мало отличаются при разных A , но полная процедура все-таки должна учитывать их различия. Иными словами, минимальную неопределенность может гарантировать только самосогласованная процедура, учитывающая все доступные данные о со-

бытии и оценивающая одновременно все первичные параметры. Мы описываем здесь несколько упрощенную процедуру, считая процесс оценки направления слабо зависящим от энергии и массы первичной частицы в указанных диапазонах, что примерно соответствует действительности [16, 17, 18].

Приведенные на рис. 6 зависимости имеют функциональный вид:

$$CL300(q, \epsilon) = \exp[\alpha(\epsilon) + \beta(\epsilon) * (q + \gamma(\epsilon))^2], \quad (1)$$

где $\epsilon = \ln(E_0/1 \text{ ПэВ})$.

Итак, процедура оценки первичной энергии и массы выглядит следующим образом:

1. По показаниям сработавших быстрых оптических детекторов оцениваются: CL300, положение и направление оси ливня, q .
2. Если q больше или равно 12, первичной частицей считается протон (у других ядер таких значений крутизны практически не бывает), и остается только оценить E_0 . для этого равенство (1) преобразуется к виду

$$\ln(CL300_{изм}) = \alpha(\epsilon) + \beta(\epsilon) * (q + \gamma(\epsilon))^2$$

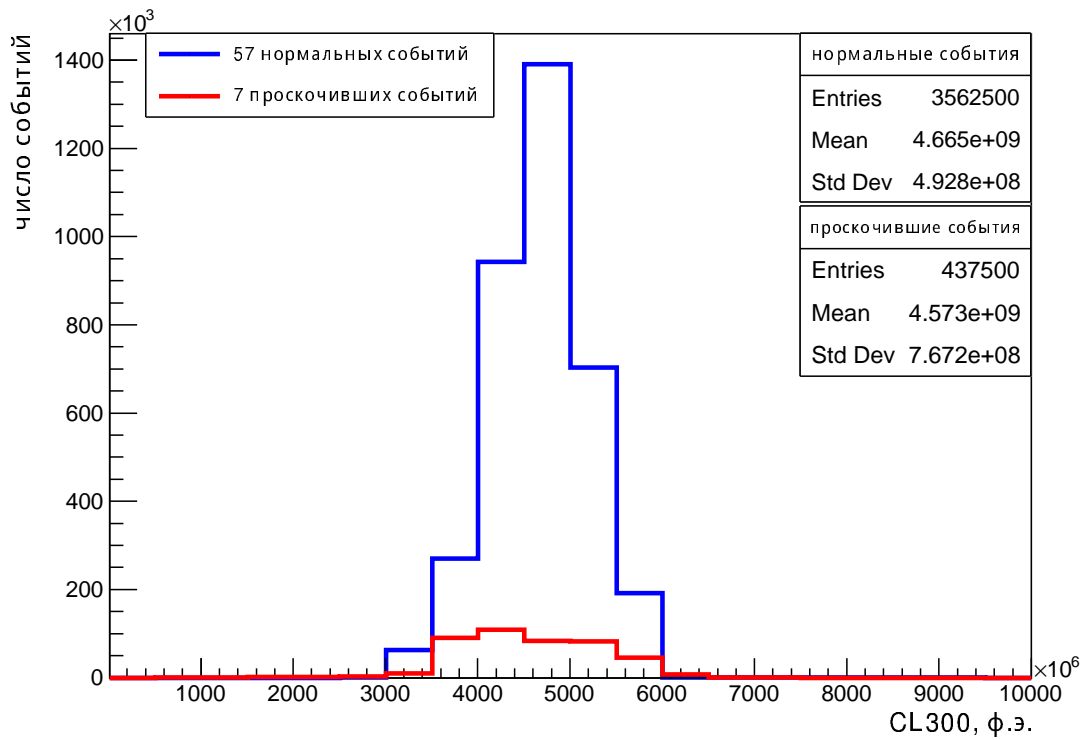


Рис. 5: Оценка энергии ШАЛ от первичного протона 1ПэВ с введением поправки, с учетом фона звездного неба. Из 64 событий 57 развиваются нормально, 7 развиваются глубоко в атмосфере.

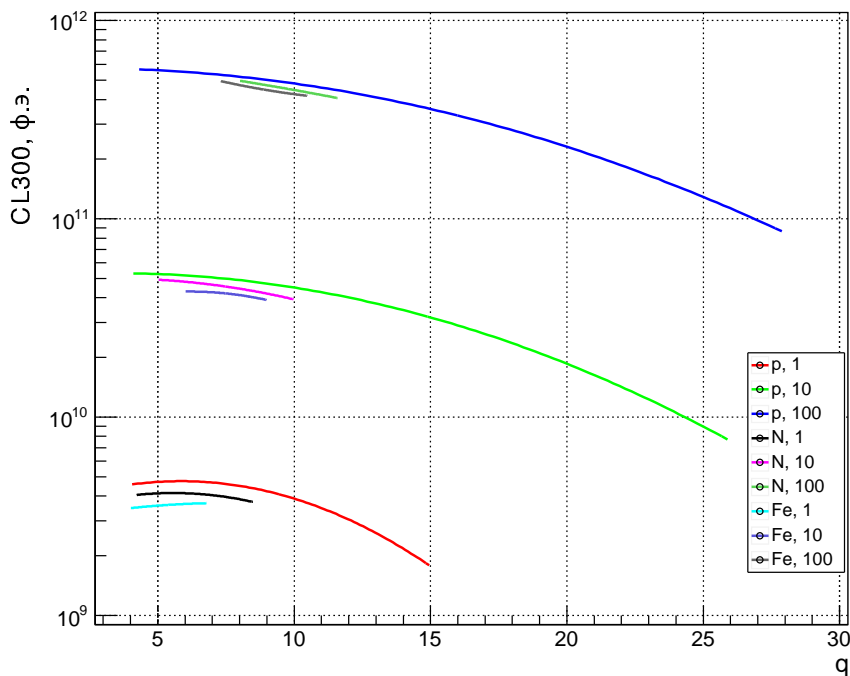


Рис. 6: Зависимости $CL300(q; E_0, A)$ для первичных протонов, ядер азота и железа с энергиями 1, 10 и 100ПэВ

и рассматривается как уравнение относительно ε . При этом для получения зависимостей $\alpha(\varepsilon)$, $\beta(\varepsilon)$, $\gamma(\varepsilon)$ используется Лагранжева интерполяция по трем узлам: $\varepsilon = 0, 2.3, 4.6$, для которых существуют расчетные данные.

3. Если q меньше 12, сначала производится грубая оценка энергии по $E_0 = E_0(\text{CL300})$ для любого ядра, например, для ядра азота, поскольку оценки эти отличаются не более чем на 15%, а полученный нами в [15, 20] критерий оценки массы не зависит от первичной энергии в рассматриваемом диапазоне. В диапазоне 1 – 100 ПэВ связь $E_0(\text{CL300})$, применяемая при небольших q , была аппроксимирована функцией

$$E_0(\text{CL300}) = 10^{p0} * \text{CL300}^{p1},$$

где параметры $p0$ и $p1$ имели следующие значения:

- для протонов: $p0 = -9.94 \pm 0.40$,
 $p1 = 1.028 \pm 0.038$,
- для ядер азота: $p0 = -9.50 \pm 0.22$,
 $p1 = 0.987 \pm 0.021$,
- для ядер железа: $p0 = -9.23 \pm 0.14$,
 $p1 = 0.964 \pm 0.013$.

После определения наиболее вероятного класса i по первичной массе энергия должна быть уточнена по соответствующему соотношению $E_0 = E_0(\text{CL300}, A_i)$.

Если событие отнесено к классу протонов, уточнение энергии надо проводить так, как это описано в пункте 2.

Рассматривалась также систематическая ошибка оценки E_0 по приведенной процедуре, обусловленная различием моделей сильного взаимодействия при сверхвысоких энергиях QGSJET01 и QGSJET-II-04. Для $E_0 = 1$ ПэВ она не превышает 8%, для $E_0 = 10$ ПэВ – 10%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами введена и исследована мера CL300 первичной энергии ливня. Установлено, что для ливней от протонов использование только этой меры не позволяет оценить энергию с требуемой точностью. Использование данных достаточно подробной сетки быстрых оптических детекторов позволяет ввести дополнительный параметр q крутизны ФПР ЧС. С помощью этого параметра удается внести поправку к измеренному значению CL300, зависящую от q . Поправленные значения CL300 в протонных ливнях ведут себя так же, как измеренные CL300 в ливнях от ядер, что оправдывает использование параметра q в процедуре оценки первичной энергии.

Построена процедура оценки первичной энергии ливня от произвольного ядра, включающая алгоритм оценки первичной массы. Среднеквадратичная ошибка оценки E_0 в диапазоне 1 – 100 ПэВ не превосходит 15%, систематическая ошибка за счет неопределенности модели взаимодействия в диапазоне 1 – 10 ПэВ не более 10%.

[1] Kulikov G. V., Khristiansen G. B. // JETP. 1959. **35**, N 635.

[2] Fukui, S., et al. // Prog. Theor. Phys. Supplement. 1960. **16**, P. 13.

[3] Kameda T., Toyoda Y., Maeda T. // J. Phys. Soc. Japan. 1960. **15**, P.1565.

[4] Allan H. R. et al. // Proc. Phys. Soc. 1962. **79**, P. 1170.

[5] Kulikov K. et al. // Proc. 9th ICRC, 1965. London.

[6] Clark G. W. et al. // Nature. 1957. N 180, P. 353.

[7] Hillas A. M. // Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae. 1970. **29**, N 355.

[8] Chiba N. et al. // Nucl. Instr. Methods 1992. A311, P. 338.

[9] The Pierre Auger Collaboration, 2015. NIM A 798. P. 172.

[10] Hillas A. M. // Proc. 12th ICRC, Hobart. 1971. **3**, N 1001.

[11] Glasstetter R. et al. (KASCADE Collab.) // Proc. of 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune 6, 2005. P. 293.

[12] Fowler J. et al. (BLANCA Collab.) // Astropart. Phys. 2001. **15**, **49**.

[13] Chernov D. et al. // Int. J. Mod. Phys. 2005. A 20, P. 6799.

[14] Ivanov A. A. et al. // New Journal of Physics 2009. **11**, P. 065008.

[15] Галкин В. И., Борисов А. С., Бахромзод Р., Батраев В. В., Латипова С. З., Мукумов А. Р. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2018. № 2. С. 56. (Galkin V. I., Borisov A. S., Bakhromzod R., Batraev V. V., Latipova S. Z., Muqumov A. R. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2018. **73**, N 2, P. 179).

[16] Borisov A. S., Galkin V. I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. **409**, N 1. P. 012089.

[17] Topchiev N. P., Borisov A. S., Batraev V. V., Bakhromzod R., Galkin V. I., Muqumov A. R. // PoS (ICRC2017). 2017. **301**. P. 475.

[18] Galkin V. I., Borisov A. S., Bakhromzod R., Batraev V. V., Latipova S. Z., Muqumov A. R. // EPJ Web of Conferences. 2017. **145**. P. 15004.

[19] Бахромзод Р., Галкин В. И. // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. 2018. **3**, № 1830203.

[20] Батраев В. В., Галкин В. И. // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. 2018. **3**, № 1830202.

[21] Heck D., Pierog T. CORSIKA User's Guide, (KARLSRUHER INSTITUT FUR TECHNOLOGIE, 2011).

Extensive air shower energy estimate by the optical part of a high mountain detector array

S. Z. Latipova^{1,2,a}, V. I. Galkin^{3,b}

¹Tajik National University, Faculty of Physics, Dushanbe, 734025, Tajikistan

²Umarov Physical-Technical Institute of Academy of Sciences of Tajikistan
Dushanbe, 734063, Tajikistan

³Department of Space Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119991, Russia

E-mail: ^alatipova_s@mail.ru, ^bvi.galkin@physics.msu.ru

Method is described for the estimation of the energy of a primary particle initiating an extensive air shower (EAS) by a network of fast optical detectors being a part of a high mountain detector array, which was developed within a framework of Pamir-XXI project. For a specific configuration of a network of 11×11 detectors an analysis was made of the uncertainties of energy estimates for EAS coming from different primary nuclei in 1 – 100 PeV energy range. For proton showers a technique of introducing corrections to energy estimates is considered cancelling the effect of strong longitudinal fluctuations of overshoot type. The results of the work could be useful for other high mountain projects as well as for the EAS method on the whole.

PACS: 96.50.sb, 96.50.sd.

Keywords: extensive air showers, Cherenkov light, Monte Carlo simulation, overshoot showers.

Received 22 December 2019.

Сведения об авторах

1. Латипова Сарвиноз Зикуллоевна — ассистент; e-mail: latipova_s@mail.ru.

2. Галкин Владимир Игоревич — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-36-06, e-mail: vi_galkin@mail.ru.