

Оценки энергии самого мощного широкого атмосферного ливня, наблюдаемого на Якутской установке

Л. Г. Деденко^{*1)}, А. В. Глушков, С. П. Кнуренко, И. Т. Макаров, М. И. Правдин, Д. А. Подгрудков*, И. Е. Слепцов, Т. М. Роганова*, Г. Ф. Федорова*

** Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Институт космофизических исследований и аэронавтики им. Ю.Г. Шафера Сибирского отд. РАН, 677980 Якутск, Россия

Поступила в редакцию 20 октября 2009 г.

На основе оригинального метода с использованием пакетов CORSIKA 6.616 и GEANT4 в рамках моделей QGSJET2 и GHEISHA 2002 получены новые оценки энергии самого мощного широкого атмосферного ливня, наблюдаемого на Якутской установке. Эти оценки равны $E \sim 2 \cdot 10^{20}$ эВ для первичных протонов и $E \sim 1.7 \cdot 10^{20}$ эВ для первичных ядер железа. Отмечено противоречие между оценками энергии по данным флуоресцентных детекторов и по данным детекторов ливневых частиц.

PACS: 96.50.Sd, 98.70.Sa

1. Введение. Максимальная величина энергии $E_{\text{макс}}$ наблюдаемого широкого атмосферного ливня (ШАЛ) является количественной характеристикой процессов ускорения космических лучей [1] или нижней оценкой массы гипотетических сверхтяжелых частиц (в случае top down сценария происхождения космических лучей [2, 3]). Особый интерес представляют сообщения [4, 5] о наблюдении резкого уменьшения потока частиц первичного космического излучения (ПКИ) при энергиях выше $\sim 3 \cdot 10^{19}$ эВ, предсказанного Грейзеном [6], Зацепиным и Кузьминым [7] (эффект ГЗК) как следствие больших потерь энергии протонами космических лучей из-за рождения пионов во взаимодействиях этих протонов с реликтовыми фотонами. Вместе с тем, данные [8] не указывают на уменьшение потока космических лучей из-за эффекта ГЗК. Отметим, что хотя экспозиция [5] примерно в 10 раз больше, чем в [8] и, кроме того, в [5] используется флуоресцентный свет для калибровки сигналов в наземных детекторах (водяных баках), оценки энергии для этих баков, выполненные в рамках разных моделей, как указано в [9], примерно на 30% выше полученных в результате калибровки. На Якутской установке (ЯУ) [10] проводятся измерения сигналов в наземных сцинтилляционных детекторах, подземных детекторах, регистрирующих мюоны ливней, и детекторах излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ), возникающего в атмосфере от заряженных частиц ливня. На этой установке успешно решаются многие задачи. В частности, на ЯУ был наблюден гигантский ливень, энергия которого оце-

нивалась как $1.1 \cdot 10^{20}$ эВ [11]. По мюонной компоненте в рамках модели кварк-глюонных струн (КГС) [12] на основе оригинального кода энергия этого ливня была оценена нами как $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ [13]. В данной работе приводится анализ стандартного метода оценки энергии и предлагается новый на основе пакета CORSIKA 6.16 [14] в рамках моделей QGSJET2 [15], GHEISHA 2002d [16] и SIBYLL 2.1 [17]. Существенно, что сигналы в наземных детекторах от частиц ливня моделировались нами [18, 19] с помощью пакета GEANT4 [20].

2. Анализ стандартного метода оценки энергии ливней. Энергия ШАЛ, наблюдаемых на ЯУ, оценивается следующим образом. Сначала для каждого индивидуального ливня по показаниям временных детекторов определяются зенитный (Θ) и азимутальный (φ) углы направления его прихода в рамках модели плоского фронта ливня. Вычисления [21] для расчетного фронта показали корректность этой процедуры в пределах погрешности $\sim 3^\circ - 5^\circ$. Координаты оси ливня в плоскости детекторов определяются с использованием некоторой функции пространственного распределения (ФПР) сигнала, параметры которой не известны, а подгоняются. Предполагается азимутальная симметрия этой функции. Эта симметрия, очевидно, нарушена, так как различные детекторы расположены на разной глубине (плоскость, перпендикулярная оси ливня, в которой определена ФПР, повернута относительно плоскости детекторов на угол Θ), и из-за влияния магнитного поля Земли. Очевидно, на этом этапе возможны некоторые ошибки. Затем для этого ливня с наблюдаемым зенитным углом Θ определяется

¹⁾ e-mail: ddn@dec1.sinp.msu.ru

величина сигнала $s(600, \Theta)$, которая равна энергии, выделенной в сцинтилляционных детекторах от электронов, позитронов, гамма-квантов и мюонов ливня на расстоянии 600 м от его оси. Этот сигнал является обобщенным значением откликов всех работавших детекторов, полученным на основе ФПР сигналов. Исследования временных характеристик сигналов, проведенные нами [22], показали, что до расстояний 1000 м от оси ливня эти сигналы на ЯУ определяются корректно. Однако на больших расстояниях сигналы недооцениваются, так как ширина временного импульса превышает установленное время сбора частиц $\tau=2$ мкс. Это приводит к увеличению крутизны ФПР сигналов и может привести к переоценке сигнала $s(600, \Theta)$, если существенны показания удаленных детекторов. Важно отметить, что при таком подходе игнорируется информация о крутизне ФПР, которая связана с положением максимума ливня. Таким образом, игнорируются как флуктуации в продольном развитии индивидуальных ливней в атмосфере, так и смещение максимума ливня для разных типов первичных частиц.

Следующий этап – пересчет величины сигнала $s(600, \Theta)$ к его значению для вертикального ливня на основе соотношения типа

$$s(600) = s(600, \Theta) \cdot \exp(\Delta x / \lambda),$$

где $\Delta x = x_0 \cdot (\sec\Theta - 1)$, x_0 – глубина уровня наблюдения и λ – среднее значение пробега поглощения, которое определяется методом сечения спектров сигналов линиями равной интенсивности [23]. Однако такая процедура может привести к большим погрешностям в оценке энергии индивидуальных ливней. Во-первых, в рамках модельных расчетов было показано, что величина пробега поглощения, полученная на основе такой процедуры, равна $\lambda = 530 \pm 60$ г/см² [24], что неплохо согласуется с экспериментальной оценкой $\lambda = 500 \pm 40$ г/см². Однако эти значения существенно превышают ее величину $\lambda = 354 \pm 12$ г/см², рассчитанную для средней кривой [24]. Это приводит к некоторой систематической погрешности. Во-вторых, индивидуальные ливни могут генерироваться первичными частицами разной природы. Кроме того, из-за флуктуаций в продольном и поперечном развитии ливней, даже генерированных первичными частицами одного и того же типа, величина пробега поглощения может изменяться в несколько раз (в вертикальных ливнях от ~ 200 до ~ 2000 г·см⁻² [24]) и даже принимать отрицательные значения для ливней с самыми большими энергиями [25]. К сожалению, эта процедура [23], приводящая к систематическим погрешностям, используется и в новейших современных экспериментах [5]. Важно также отме-

тить, что пробеги поглощения λ_e и λ_μ электронно-фотонной и мюонной компонент сигнала различаются примерно на порядок. Это приводит к существенному изменению с глубиной парциального вклада этих компонент в сигнал. Поэтому для ШАЛ с большим зенитным углом восстановление сигнала с использованием только одного пробега λ приводит к большим погрешностям в оценках энергии (см. ниже). Кроме того, парциальные сигналы от электронно-фотонной и мюонной компонент ШАЛ изменяются с глубиной по более сложной зависимости, чем экспоненциальная.

Наконец, для оценки энергии E ливня (в эВ) используется формула

$$E = a \cdot s^b(600). \quad (1)$$

На основе калибровки сигнала для вертикальных ливней по ИВЧ значения коэффициентов в (1) получаются равными $a = 4.8 \cdot 10^{17}$ эВ и $b \approx 1$ (для простоты опущены погрешности). Эта калибровка выполнена для среднего значения сигнала и некоторой совокупности ливней. Заметим, что расчетным путем нами была получена величина коэффициента $a = 3 \cdot 10^{17}$ эВ [26]. Оценка энергии вертикального ливня с этим значением коэффициента a меньше экспериментальной примерно в 1.6 раза.

Несомненное достоинство стандартного метода состоит в том, что все его этапы основаны на экспериментальных данных. Однако представляют интерес и альтернативные методы оценки энергии, позволяющие учитывать индивидуальное развитие каждого ливня от разных первичных частиц в области самых высоких энергий. В предлагаемом ниже методе, основанном на модельных расчетах, учитываются все отмеченные выше замечания.

3. Новый метод оценки энергии ливней. Природа (например, атомный номер A) и энергия E частицы ПКИ, генерирующей в атмосфере ШАЛ, а также параметры, характеризующие взаимодействие этой частицы с ядрами атомов в атмосфере в области сверхвысоких энергий (модель взаимодействия), неизвестны. Кроме того, из-за флуктуаций в продольном и поперечном развитии ШАЛ, генерированные даже частицами одного и того же типа и с одной и той же энергией, характеризуются разными пространственными распределениями вторичных частиц ливня, достигших уровня наблюдения. Это приводит к разным распределениям сигналов в детекторах на уровне наблюдения. Поэтому при вычислении этих сигналов необходимо варьировать тип и энергию частицы ПКИ, модель взаимодействия адронов в области сверхвысоких энергий и для каждого набора этих па-

раметров проводить расчеты для нескольких индивидуальных ШАЛ. Таким образом, для интерпретации сигналов от каждого наблюдаемого ливня необходимо иметь набор рассчитанных в рамках разных моделей сигналов от нескольких десятков индивидуальных ливней, генерированных разными частицами с различными энергиями. Сравнивая сигналы для такой совокупности разыгранных ливней с данными для одного наблюдаемого ШАЛ, на основе критерия минимума функции χ^2 можно определить наилучшие оценки энергии E и типа частицы ПКИ, а также наиболее адекватно учесть развитие наблюдаемого ливня в атмосфере и модель взаимодействия.

Развитие индивидуальных ливней в атмосфере с учетом магнитного поля Земли рассчитывалось с помощью пакета CORSIKA 6.616 [14] в рамках моделей QGSJET2 [15], GHEISHA 2002d [16] и SIBYLL 2.1 [17] с параметром веса $\epsilon = 10^{-8}$. Для вычислений сигналов в наземных сцинтилляционных детекторах от различных частиц ливня, достигших уровня наблюдения, использовался пакет GEANT4 [20]. Сначала с помощью этого пакета был рассчитан банк (база данных) сигналов в сцинтилляционных детекторах [18, 19]. Сигналы рассчитывались от электронов, позитронов и гамма-квантов с разными энергиями (в интервале 0.001–10 ГэВ) и от мюонов с энергиями в интервале 0.3–1000 ГэВ. Зенитный угол, под которым все эти частицы попадали в детектор, варьировался в интервале 0–60°. Этот банк использовался для расчета сигналов в детекторе, когда в него попадала частица ливня с известной энергией и углом падения. Площадка в плоскости детекторов размером 5×5 км² подразделялась на 201×201 квадратов со стороной 25 м. Пакет CORSIKA 6.616 [14] позволял рассчитать файл с параметрами частиц в плоскости детекторов для каждого индивидуального ливня, а банк откликов – сигналы в каждом из квадратов, которые рассматривались как детекторы. Таким образом, для каждого индивидуального ливня рассчитывалась матрица сигналов размером 201×201 . Расчеты проводились для четырех типов первичных частиц (протонов и ядер гелия, кислорода и железа) со статистикой, равной четырем событиям для каждого типа. Использовался следующий прием, позволяющий сократить время расчетов при варьировании энергии. Энергия E_0 каждой первичной частицы принималась равной 10^{20} эВ. Однако при интерпретации данных это значение и все сигналы s_{0i} умножались на коэффициент C :

$$E = C \cdot E_0, \quad s_i = C \cdot s_{0i},$$

где s_{0i} – рассчитанные сигналы для ШАЛ с энергией E_0 . Величина коэффициента C варьировалась от 0.1

до 4.5 с шагом 0.1. Таким образом, предполагалось, что отклики в детекторах пропорциональны энергии ливня в некотором небольшом интервале. Для проверки были проведены расчеты для ливней с энергией $2 \cdot 10^{20}$ эВ, которые подтвердили эту гипотезу. Для определения энергии гигантского ливня [11] использовались показания 31 сцинтилляционной детекторной станции, в которых сигнал превышал порог в 10 условных частиц. Эти показания сравнивались с рассчитанными откликами, умноженными на численный коэффициент C . Для оценки зависимости результатов от модели были проведены расчеты 4 ливней в рамках модели SIBYLL 2.1 [17]. Минимум функции χ^2 искали в квадрате со стороной 400 м с центром в точке положения оси ливня, определенной экспериментально, и шагом 1 м. В результате получались новые оценки энергии ливня (величина коэффициента C), новые координаты x и y оси ливня и значения самой функции χ_1^2 на одну степень свободы.

4. Результаты вычислений оценок энергии.

Для одного и того же набора экспериментальных сигналов в 31 сцинтилляционном детекторе оценки параметров каждого индивидуального разыгранного ливня приведены в таблице, в которой указан символ

Ядро	No	$s(600, \Theta)$	C	x, m	y, m	χ_1^2
P	1	27.48	2.04	941	-374	0.88
	2	29.64	2.00	965	-406	0.945
	3	32.18	1.805	948	-425	1.019
	4	27.77	2.27	1011	-421	1.03
He	1	25.11	2.37	956	-408	0.895
	2	33.56	1.755	947	-421	0.996
	3	27.88	2.085	942	-389	0.949
	4	31.33	1.93	955	-439	1.
O	1	30.73	1.78	909	-363	0.97
	2	31.03	1.86	943	-387	0.942
	3	29.90	1.94	940	-393	0.904
	4	31.66	1.75	912	-428	0.997
Fe	1	34.12	1.6	905	-353	1.081
	2	36.23	1.66	969	-429	1.042
	3	33.05	1.745	935	-437	1.051
	4	35.02	1.69	975	-389	1.01
[11]		53.88	1.1	1055	-406	

первичной частицы, приведены порядковые номера индивидуальных ливней для каждого типа первичных частиц, значения сигнала $s(600, \Theta)$ в плоскости детекторов, который был вычислен для ливня с энергией 10^{20} эВ (для случая $C=1$, когда не достигается минимума функции χ^2), значения коэффициента C , при котором достигается минимум функции χ^2 , координаты x, y оси ливня и значение функции χ_1^2 на

одну степень свободы (всего 28 степеней свободы). В последней строке приведены значения указанных выше величин, полученных в эксперименте [11]. Из таблицы сразу видно, что значения сигнала $s(600, \Theta)$ для разыгранных ливней с энергией 10^{20} эВ от всех типов первичных частиц существенно меньше величины экспериментального сигнала. Таким образом, уже на этапе простого сравнения сигналов $s(600, \Theta)$ видно, что энергию расчетных ливней необходимо увеличить по сравнению с $E_0 = 10^{20}$ эВ. Действительно, минимум функции χ^2 достигается для значений коэффициента $C \approx 2$ для протонов и ядер гелия и $C \approx 1.7$ для ядер железа. Таблица иллюстрирует также необходимость предложенного метода интерпретации именно индивидуальных событий. Действительно, даже для первичных частиц одного типа (при малой статистике) оценки энергии флуктуируют в пределах 25% для протонов и ядер гелия и в пределах 10% для ядер кислорода и железа. В случае сложного состава частиц ПКИ отличие минимальной и максимальной оценок возрастает до ~ 1.5 . Так как ливень наклонный (зенитный угол $\Theta \approx 59^\circ$), то вклад мюонов в полный сигнал составляет $\sim 80\%$. Поэтому минимальные оценки энергии получились для ядер железа ($\sim 1.7 \cdot 10^{20}$ эВ) при значениях функции $\chi_1^2 \sim 1.1$, а максимальные – для протонов и ядер гелия ($\sim 2 \cdot 10^{20}$ эВ) при значениях функции $\chi_1^2 \sim 0.9$. Отметим, что оценка энергии для протонов только по мюонной компоненте возрастает до $\sim 2.6 \cdot 10^{20}$ эВ, почти как в [13]. К сожалению, значения функции χ_1^2 не различаются настолько, чтобы можно было сделать однозначный выбор. Формально минимальное значение этой функции достигается для первого ливня от протонов ($\chi_1^2 = 0.88$). Важен вопрос, какова скорость изменения функции χ_1^2 при изменении коэффициента C ? Или иначе, допустимы ли малые значения коэффициента C , то есть небольшие энергии?

Рис.1 иллюстрирует ответ на этот вопрос. На этом рисунке показана зависимость функции χ_1^2 от коэффициента C для протонов (а) и ядер гелия (б), кислорода (с) и железа (д) для индивидуальных ливней. Видно, что при малых значениях коэффициента C эта функция довольно крутая. В частности, для $C = 1$ значения функции равны $\chi_1^2 \sim 3$ для протонов и ядер гелия и $\chi_1^2 \sim 2$ для ядер кислорода и железа. Таким образом, малые значения коэффициента C маловероятны. Новые значения координат оси ливня варьируют в пределах нескольких десятков метров. Главный вывод состоит в том, что в рамках моделей QGSJET2 [15] и GHEISHA 2002d [16] показано, что существуют ШАЛ с энергиями $\sim 2 \cdot 10^{20}$ эВ. Существенно, что этот вывод

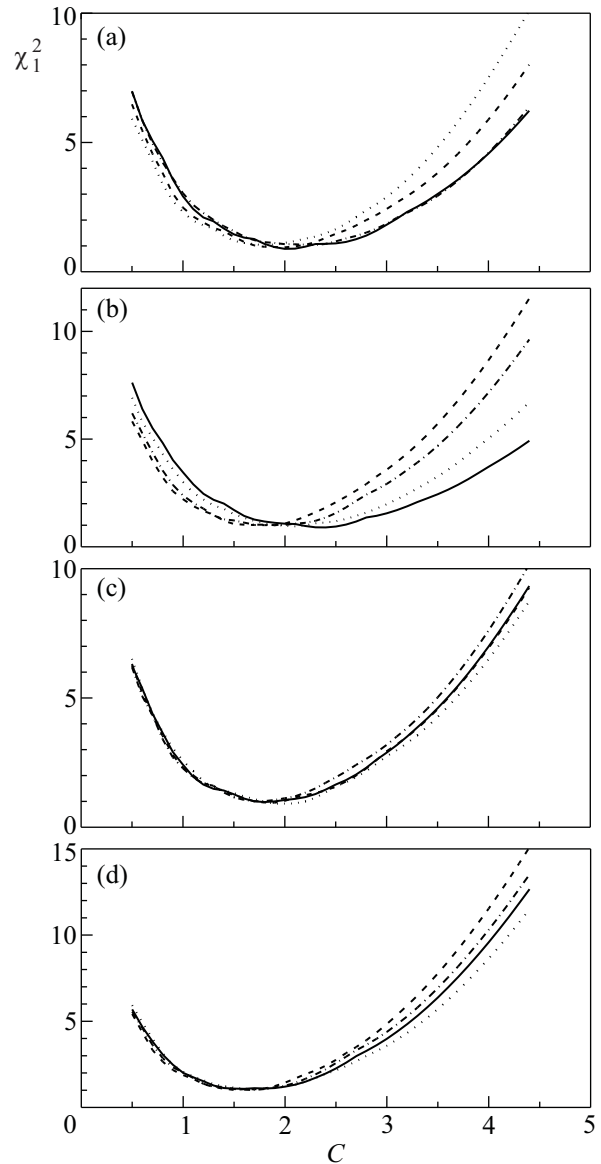


Рис.1. Зависимость значений функции χ_1^2 на 1 степень свободы от величины коэффициента C для 4 индивидуальных ливней от различных частиц ПКИ: (а) – протоны, (б) – ядра гелия, (с) – ядра кислорода, (д) – ядра железа

получен в рамках тех же моделей, для которых было показано уменьшение коэффициента a в расчетной формуле (1) в ~ 1.6 раза. В [11] получена меньшая оценка из-за некорректной процедуры восстановления электронно-фотонной и мюонной компонент сигнала (см. выше). Для ШАЛ с небольшими зенитными углами вычисленная нашим методом оценка энергии в ~ 1.5 –2 раза меньше экспериментальной [27]. В рамках модели SIBYLL 2.1 [17] расчетные оценки энергии примерно такие же, а значения параметра χ_1^2 выше на 0.2–0.3. Возникает вопрос, воз-

можно ли в рамках какой-нибудь модели дальнейшее уменьшение величины коэффициента a до значения, при котором оценки энергии ШАЛ дополнительно снизятся еще, например, в ~ 2 раза? Для ответа на этот вопрос рассмотрим, как изменится энергетический спектр $J_{\text{exp}}(E)$ частиц ПКИ, наблюдаемый на ЯУ [27], если энергию частиц оценивать по формуле (1) с использованием расчетного значения коэффициента $a = 3 \cdot 10^{17}$ эВ, а все остальные этапы оценки энергии оставить как в [27]. Этот расчетный спектр, погрешность которого определяется в основном ошибкой метода [23] (см. выше), обозначим как $J_c(E)$. Для сравнения приведем также спектр $J_{\text{PAO}}(E)$, полученный в [5]. Все эти спектры будем сравнивать с аппроксимацией спектра $J(E) = A \cdot E^{-3.25}$ с постоянной $A = 7.16 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{эВ}^{2.25}$, основанной на данных установки HiRes [4]. Эта аппроксимация получена для интервала энергий $2 \cdot 10^{17} - 4.5 \cdot 10^{18}$ эВ, но мы будем ее использовать в более широком интервале энергий $10^{17} - 2 \cdot 10^{20}$ эВ. Выберем следующую форму представления спектров: $z_{\text{exp}}(E) = \lg(J_{\text{exp}}(E)/J(E))$, $z_c(E) = \lg(J_c(E)/J(E))$ и $z_{\text{PAO}}(E) = \lg(J_{\text{PAO}}(E)/J(E))$ соответственно для экспериментального и расчетного спектров, полученных на ЯУ, и спектра [5]. На рис.2 экспериментальный, $z_{\text{exp}}(E)$, и расчетный, $z_c(E)$,

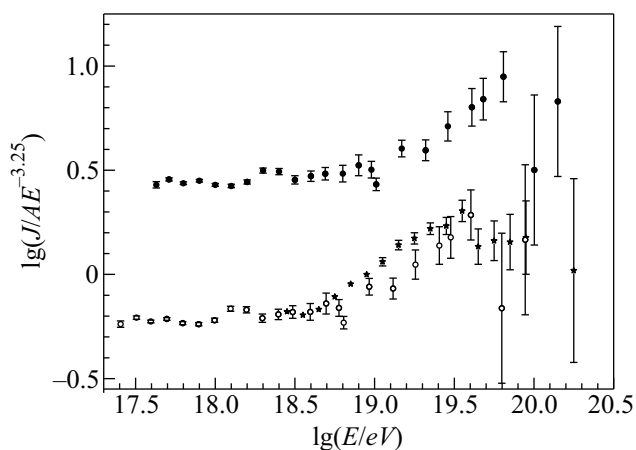


Рис.2. Энергетический спектр частиц ПКИ, в представлении $\lg(J(E)/A \cdot E^{-3.25})$ (см. текст): [27] – темные кружки; расчетный спектр – светлые кружки; [5] – звездочки

спектры показаны соответственно темными и светлыми кружками, а спектр [5] – звездочками. Из этого рисунка видно, что интенсивность спектра частиц, полученная на установке PAO [5], в ~ 1.5 раза меньше интенсивности, наблюдаемой на установке HiRes [4], а интенсивность расчетного спектра $z_c(E)$, полученного с использованием коэффициента

$a = 3 \cdot 10^{17}$ эВ, не превышает интенсивность спектра PAO [5]. Это означает, что дальнейшее уменьшение коэффициента a не представляется возможным, так как это приведет к слишком низкой интенсивности частиц ПКИ. Таким образом, расчетные оценки энергии частиц, полученные выше (см. таблицу), не могут быть существенно понижены. Следует отметить, что согласно данным [8] также существуют ливни с такими высокими энергиями. Наши расчеты [28] подтвердили обоснованность формулы, используемой для оценки энергии в [8]. Напомним также, что на установке Fly's Eye был наблюден ливень с энергией $\sim 3.2 \cdot 10^{20}$ эВ [29]. В докладах [30] было сообщено, что по данным детекторов флуоресцентного света наблюдался ливень с энергией $\sim 2 \cdot 10^{20}$ эВ. Однако ось этого ливня попала на край области, в которой в тот момент были детекторы частиц (водяные баки). Только на этом основании этот ливень не был включен в число наблюдаемых событий. Очевидно, что в объяснении нуждается вся совокупность мировых данных. Конечно, экспериментальные погрешности существуют и можно предположить, что в некоторых случаях эти погрешности велики. Однако главная проблема – это противоречие между оценками энергии ливней по данным флуоресцентных детекторов и расчетными оценками на основе показаний детекторов ливневых частиц. Например, согласно [9], величина расчетного сигнала в водяных баках в некоторых условных единицах для ливня с энергией 10^{19} эВ равна 34 ± 6 , а по данным флуоресцентных детекторов – 50 ± 15 . Оценки энергии для сцинтилляционных детекторов в [8, 27] также выше оценок для флуоресцентных детекторов. Очевидно, что это противоречие необходимо объяснить. В [31] объявлено, что в США вступила в строй новая установка TA, в которой имеются как флуоресцентные, так и сцинтилляционные детекторы. Следует отметить, что планируется калибровка флуоресцентных детекторов с помощью света, генерированного в атмосфере пучком электронов, ускоряемых в линке до энергии 40 МэВ. Можно ожидать, что скоро появятся новые данные, которые, возможно, позволят ответить на поставленные вопросы.

5. Заключение. Предложен новый метод оценки энергии ШАЛ на основе сравнения показаний всех детекторов с расчетными сигналами для целого набора симулированных индивидуальных ливней, генерированных различными первичными частицами с разными энергиями. С использованием пакетов CORSIKA 6.616 и GEANT4 в рамках моделей QGSJET2 и GHEISHA 2002d получены новые оценки энергии ($E \approx 2 \cdot 10^{20}$ эВ для протонов и

$E \approx 1.7 \cdot 10^{20}$ эВ для первичных ядер железа) для самого мощного ливня, который наблюдался на Якутской установке [11]. На основе данных [4] при энергиях выше 10^{17} эВ предложена аппроксимация спектра $J(E) = A \cdot E^{-3.25}$, которая используется для сравнения экспериментального и расчетного спектров, полученных на ЯУ. Отметим, что существует противоречие между оценками энергии ШАЛ по данным флюоресцентных детекторов и расчетными оценками по данным детекторов ливневых частиц.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты #07-02-01212, #08-02-00348), Федерального агентства по науке и инновациям (госконтракт номер 02.740.11.5092) и ВНИИ Г.Т. Зацепина (грант # 959.2008.2).

1. M. G. Baring, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **136**, 198 (2004).
2. V. A. Kuzmin and I. I. Tkachev, Письма в ЖЭТФ **68**, 255 (1998).
3. R. Aloisio, V. Berezhinsky, M. Kachelriess, Phys. Rev. D **69**, 094023 (2004).
4. R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, M. Allen et al. (High Resolution Fly's Eye Collaboration), PRL **100**, 101101 (2008).
5. J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta et al. (The Pierre Auger Collaboration), PRL **101**, 061101 (2008).
6. K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
7. Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ **4**, 78 (1966).
8. N. Hayashida, K. Honda, M. Honda et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3491 (1994).
9. K. Arisaka, Int. Workshop on Part. Phys. and the Early Univ. Tahoe; <http://cosmo06.ucdavis.edu/talks/arisaka.ppt> (2006).
10. M. I. Pravdin, A. V. Glushkov, A. A. Ivanov et al., Proc. 29th ICRC Pune **7**, 243 (2005).
11. N. N. Efimov, T. A. Egorova, A. V. Glushkov et al., Proc. Int. Workshop on Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays Kofu, 1990, p. 20.
12. А. Б. Кайдалов, К. А. Тер-Мартirosян, Ю. М. Шабельский, ЯФ **43**, 1282 (1986).
13. Е. Е. Антонов, А. В. Глушков, Л. Г. Деденко и др., Письма в ЖЭТФ **69**, 614 (1999).
14. D. Heck, J. Knapp, J.-N. Capdevielle et al., Forschungszentrum Karlsruhe Technical Report No. 6019 (1998).
15. S. S. Ostapchenko, T. K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **151**, 143 (2006).
16. H. Fesefeldt, Report PITNA-85/02, RWTA, Aachen (1985).
17. R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, Proc. 26th ICRC Salt Lake City **1**, 415 (1999).
18. L. G. Dedenko, G. F. Fedorova, E. Yu. Fedunin, and T. M. Roganova, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **151**, 19 (2006).
19. L. G. Dedenko, G. F. Fedorova, E. Yu. Fedunin et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **136**, 12 (2004).
20. The GEANT4 Collab.; <http://www.info.cern.ch/asd/geant4.html>.
21. Е. Е. Антонов, А. В. Глушков, Т. А. Григорян и др., Изв. РАН, сер. физ. **63**, 542 (1999).
22. Л. Г. Деденко, Н. Иноуэ, Д. А. Подгрудков и др., Изв. РАН, сер. физ. **73**, 639 (2009).
23. G. Clark, H. L. Bradt, M. La Pointe et al., Proc. 8th ICRC Jaipur **4**, 65 (1963).
24. Л. Г. Деденко, А. В. Глушков, В. В. Колосов и др., Изв. РАН, сер. физ. **66**, 1603 (2002).
25. J.-N. Capdevielle, F. Cohen, B. Szabelska, and J. Szabelski, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **075203**, 1 (2009).
26. Л. Г. Деденко, Д. А. Подгрудков, Т. М. Роганова и др., ЯФ **70**, 1806 (2007).
27. V. P. Egorova, A. V. Glushkov, A. A. Ivanov et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **136**, 3 (2004).
28. L. G. Dedenko, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **165**, 27 (2007).
29. D. J. Bird, S. C. Corbato, H. U. Dai et al., Astroph. J. **424**, 401 (1994).
30. M. Ave Pernas (The Pierre Auger Collaboration), Proc. 29th ICRC Pune **7**, 283 (2005).
31. H. Sagawa, Proc. 31th ICRC Lodz, Invited Rapport, highlight papers (in press) (2009).