

УДК 537.591.15

НОВЫЕ ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ НАКЛОННЫХ ЛИВНЕЙ

© 2019 г. Л. Г. Деденко^{1,2, *}, А. В. Лукьяшин^{3,4}, Т. М. Роганова², Г. Ф. Федорова²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова Национального исследовательского центра Курчатовский институт, Москва, Россия

⁴Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: ddn@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 10.10.2018 г.

После доработки 20.02.2019 г.

Принята к публикации 26.04.2019 г.

Энергии наклонных широких атмосферных ливней предлагается оценивать по сигналам в поверхностных сцинтилляционных детекторах Якутской установки, расположенных на расстоянии 600 м от оси ливня и зенитному углу прихода ливня. Оценки энергии наклонных ливней вычислялись по новым формулам, полученным в результате моделирования в рамках различных моделей взаимодействия адронов. Эти модели взаимодействия адронов проверялись на основе сравнения рассчитанных и экспериментальных спектров атмосферных мюонов. Оказалось, что рассчитанный в рамках моделей EPOS LHC и QGSJETII-04 спектр мюонов не сильно отличается от экспериментального. Впервые показано, что энергетический спектр первичного космического излучения, полученный по данным Якутской установки, которые интерпретировались согласно предложенному методу, согласуется с мировыми данными.

DOI: 10.1134/S0367676519080131

ВВЕДЕНИЕ

Оптимальная процедура оценки энергии E_0 наклонных широких атмосферных ливней (ШАЛ) по показаниям $s(r, \theta)$ всех сработавших наземных сцинтилляционных детекторов (НСД) требует больших вычислений [1], поэтому обычно для этой цели используется сигнал $s(r, \theta)$ на каком-то фиксированном расстоянии r от оси ливня. В случае Якутской комплексной установки (ЯКУ) это 600 м. Величина сигнала $s(600, \theta)$ определяется из экспериментальной функции пространственного распределения (ФПР) сигналов $s(r, \theta)$. Поскольку НСД расположены в плоскости установки, то при интерпретации сигналов от наклонных ливней с разными зенитными углами θ может возникнуть проблема [2–9]. В случае таких ливней толщи покрытия и самого сцинтиллятора возрастают пропорционально $\sim \sec(\theta)$ и поэтому изменяется величина сигнала по сравнению с детектором, расположенным в плоскости, перпендикулярной оси ливня. Фактически это означает, что ливни с разными зенитными углами регистрируются разными детекторами. Никаких проблем не будет,

если сигналы в этих разных детекторах сопоставлять с соответствующими расчетными, как это делается для вертикальных ливней. В настоящей работе предложен более простой метод вычисления новой оценки E_n энергии E_0 ШАЛ по сигналам $s_n(600, \theta)$ (нижний индекс n – new) в наклонных ливнях и впервые получено согласие энергетического спектра ЯКУ с мировыми данными.

МЕТОД РАСЧЕТА ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ ЛИВНЯ

Сначала на основе показаний различных НСД вычислялась аппроксимация ФПР сигналов $s(r, \theta)$ в конкретном наклонном ливне по методу наименьших квадратов:

$$y = b_0 + b_1 x + b_2 x^2, \quad (1)$$

где $x = \lg(r/1\text{м})$, $y = \lg(s(r, \theta))$. Эта аппроксимация определяет экспериментальный сигнал $s(600, \theta)$. Отметим, что сигнал измеряется в единицах, принятых на ЯКУ, которые пропорциональны $\sim \sec(\theta)$ и различны для ливней с разными зенитными углами.

ми. В данной работе предлагается сигналы в НСД для всех наклонных ливней измерять в одних и тех же единицах $E_{ВЭМ}$. Эта единица (ВЭМ – вертикальный эквивалентный мюон) – величина сигнала в детекторе от мюона, падающего в вертикальном направлении, была определена моделированием с использованием GEANT4 [10]. Для перевода экспериментального сигнала в сигнал $s(600, \theta)$ в единицах $E_{ВЭМ}$ он умножался на $\sec(\theta)$. На основе сигнала $s_n(600, \theta)$ и расчетного коэффициента $a(\theta)$, который вычислялся в тех же единицах $E_{ВЭМ}$, определялась оценка E_n энергии E_0 наклонного ливня.

$$E_n = a(\theta) \cdot s_n(r, \theta). \quad (2)$$

Сначала были рассчитаны коэффициенты $a(\theta)$ для фиксированных углов $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ и 45° в области энергий $10^{17} - 10^{20}$ эВ в рамках моделей взаимодействия адронов QGSJETII-04 [11] и EPOS LHC [12] с помощью пакета CORSIKA [13] и таблиц сигналов от различных вторичных частиц ливня [14]. Затем результаты этих расчетов аппроксимировались квадратичным полиномом методом наименьших квадратов:

$$a(\theta) = a_0 + a_1(\sec \theta - 1) + a_2(\sec \theta - 1)^2. \quad (3)$$

Были обработаны 116 ливней из части банка данных ЯКУ, любезно предоставленной нам М.И. Правдиным и С.П. Кнуренко. Отбирались наблюдаемые в разные годы ливни с зенитным углом $\theta \leq 45^\circ$. В результате выполнения описанных выше процедур были получены по 116 оценок E_n энергии E_0 для каждой из использованных моделей. Далее находились отношения $R = E_{ЯКУ}/E_n$ оценок $E_{ЯКУ}$ из банка данных к новым оценкам E_n и средние значения этих отношений для двух групп ливней с энергиями меньше $4.6 \cdot 10^{18}$ эВ и больше этого значения. Для оценки погрешностей моделей QGSJETII-04, EPOS LHC и QGSJETII-03 [15] было проведено их тестирование по спектрам атмосферных мюонов. Поскольку каждый ливень – индивидуальное событие, то надо учитывать флуктуации в развитии ливней, что, согласно работам [9, 14], приведет к уменьшению оценки энергии. В данной работе эти флуктуации не учитывались.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты моделирования позволили определить величину экспериментальной единицы $E_{ВЭМ}$ в стандартных единицах $E_{ВЭМ} = 10.8$ МэВ [14]. Отметим, что в [4] $E_{ВЭМ}$ определяется как $E_1 = 11.75$ МэВ. Но это значение – потери энергии в сцинтилляторе, которые, как показало моделирование, на $\sim 10\%$ превышают энергию, выделившуюся в сцинтилляторе. Очевидно, часть выделившейся энергии проносится частицами каскада через

Таблица 1. Коэффициенты a_0, a_1, a_2

Модель	a_0	a_1	a_2
QGSJETII-04	2.890	0.510	13.428
EPOS LHC	2.693	0.347	10.297

сцинтиллятор в грунт. Нужно также иметь в виду, что в работах [4, 16] сигналы $s(r, \theta)$ в наклонных ливнях с зенитными углами θ измеряются в разных единицах, равных $E_{ЭМ} = E_1 \sec(\theta)$. Очевидно, что эта единица – сигнал от мюона, проходящего через детектор под зенитным углом θ . В [4] величина сигнала $s(600, \theta)$ в единицах $E_{ЭМ}$ пересчитывается в расчетный сигнал $s(600, 0^\circ)$ для вертикального ливня в единицах E_1 . Единица $E_{ЭМ}$ используется для пересчета сигнала от наклонного ливня в сигнал в детекторе, расположенном в плоскости, перпендикулярной оси ливня. Это было бы верно, если бы все вторичные частицы были мюонами. Однако, как показывают расчеты [14], основная доля сигнала образуется за счет гамма-квантов и электронов. Ясно, что электроны с энергией ~ 10 МэВ приведут к сигналу ~ 10 МэВ независимо от зенитного угла. В случае гамма-квантов сигнал также не будет увеличиваться пропорционально $\sec(\theta)$ и поэтому использование единицы измерения $E_{ЭМ}$ существенно уменьшает как эту электронно-фотонную часть сигнала, так и весь сигнал наклонного ливня. Это, в свою очередь, приводит к значительному уменьшению величины пробега для поглощения λ как части, так и самого этого сигнала и, как следствие, к увеличению оценки $E_{ЯКУ}$ энергии E_0 наклонных ливней. Поэтому новые оценки E_n энергии E_0 ливней по сигналу $s_n(600, \theta)$, измеренному в единицах $E_{ВЭМ}$, и зенитному углу θ с использованием формулы (2) представляются более предпочтительными.

Согласно аппроксимации из банка данных 1974 г. $s(600, 41.7^\circ) = 56.65$, что отличается на $\sim 10\%$ от величины 51.2, согласно предложенной в данной работе аппроксимации сигналов. Этот сигнал в единицах $E_{ВЭМ}$ становится равным $s_n(600, 41.7^\circ) = 75.86$.

Коэффициенты $a(\theta)$ вычислялись по формуле (3) для каждого ливня с известным зенитным углом θ . Коэффициенты a_0, a_1 и a_2 представлены в табл. 1 для двух моделей.

Оценка энергии E_0 ливня № 27 равна $E_n = 3.5 \cdot 10^{19}$ эВ согласно модели QGSJETII-04, а отношение оценок R равно 1.57. Таким образом, видно, что предлагаемый метод приводит к существенному уменьшению оценок $E_{ЯКУ}$ энергии E_0 наклонных ливней по причинам, рассмотренным выше. Что касается вертикальных ливней, то имеется отмеченное выше отличие единиц $E_{ВЭМ}$ и E_1 . В табл. 2 приведены значения коэффициента

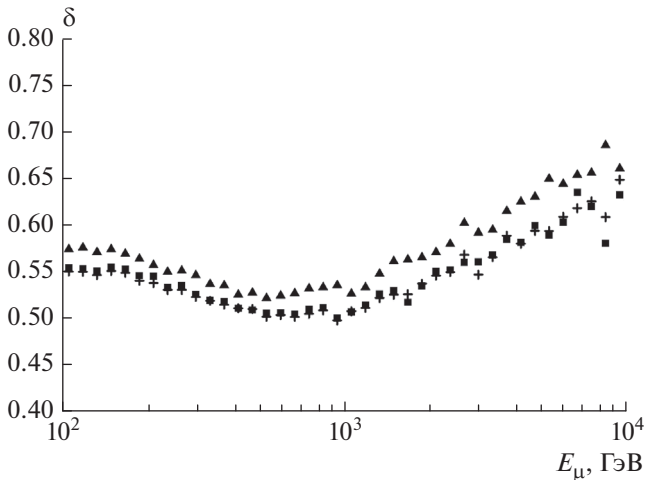


Рис. 1. Отношения расчетных спектров вертикальных мюонов к данным экспериментов: \square – QGSJETII-03, \blacksquare – QGSJETII-04, \blacktriangle – EPOS LHC.

$a(\theta^\circ)$ для вертикальных ливней для двух моделей из работ [4, 16] и результаты [14].

Видно, что после правки значений во второй колонке на коэффициент $k = E_1/E_{ВЭМ}$ в третьей колонке получаются значения, хорошо согласующиеся с данными [14]. Рис. 1 демонстрирует отношения результатов расчета спектра атмосферных вертикальных мюонов для моделей QGSJETII-04, QGSJETII-03 и EPOS LHC к гладкой аппроксимации экспериментальных данных [17–19]. Из рис. 1 видно, что все модели предсказывают разные значения потока мюонов высокой энергии. Калибровка рассчитанной оценки энергии согласно модели QGSJETII-03 по сигналу на расстоянии 800 м от оси ливня на установке Telescope Array (TA) с помощью флуоресцентного света показала, что эту оценку энергии следует понизить в 1.27 раза [20]. Из рис. 1 ясно, что в случае моделей QGSJETII-04 и EPOS LHC эта поправка должна быть меньше. Учитывая разные высоты наблюдений и расстояния от оси ливней, на которых определяются сигналы, эту поправку можно оценить как 10–20% и отнести к погрешности оценки энергии E_0 . В работах [21, 22] из-за случайной ошибки в параметрах атмосферы приведены неправильные результаты тестирования моделей. Авторы этих работ приносят свои извинения. Для получения энергетического спектра ЯКУ совокуп-

Таблица 2. Коэффициенты $a(0^\circ)$

Модель	[4]	[16]	[16]/k	[14]
QGSJETII-04	3.52	3.19	2.93	2.88
EPOS LHC	3.74	2.87	2.64	2.59
Погрешность		± 0.1		± 0.15

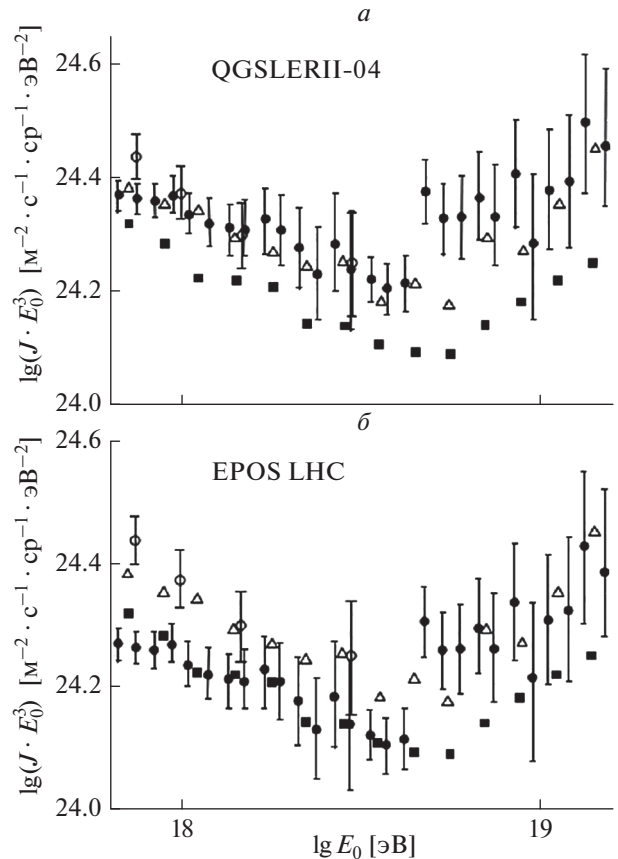


Рис. 2. Энергетические спектры частиц ПКИ: \bullet – оценки по сигналам в НСД, \circ – [25], \triangle – [23], \blacksquare – [24].

ность обработанных предлагаемым подходом ливней из данных банка была поделена на 2 примерно равные части. Одна часть ливней имела энергии $< 4.6 \cdot 10^{18}$ эВ, а другая часть – больше. Для моделей QGSJETII-04 и EPOS LHC были определены средние значения коэффициентов R , равные, соответственно, 1.67 и 1.85 для первой части и 1.51 и 1.68 для второй. На основе анализа, проведенного в [16], оценки энергии из банка данных ЯКУ были уменьшены в ~ 1.28 раза. С учетом этого коэффициенты R также были уменьшены в 1.28 раза, что привело к значениям 1.30 и 1.45 для первой части и 1.18 и 1.33 для второй, показывающим, во сколько раз надо снизить оценки энергии из работы [16]. При вычислениях энергетического спектра с этими коэффициентами использовались показатели спектра $\gamma_1 = 3.24$ и $\gamma_2 = 2.67$ для первой и второй части спектра из [23]. На рис. 2 представлены результаты вычислений энергетического спектра в рамках моделей QGSJETII-04 и EPOS LHC. Для сравнения приведены данные из работ TA [23], Pierre Auger Observatory (PAO) [24] и [25], полученной на ЯКУ с помощью наблюдений излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ). Из рисунка видно, что для модели QGSJETII-04

имеется прекрасное согласие для первой части спектров, полученных на ЯКУ по сигналам НСД и данным измерений ИВЧ [25], и результатам [23]. Для второй части спектра можно говорить об удовлетворительном согласии, имея в виду большие погрешности. Спектры, полученные в рамках модели EPOS LHC, хорошо согласуются с данными [24] в первой части спектра и с [23] – во второй.

ВЫВОДЫ

Предложен новый метод оценивания энергии ШАЛ по сигналам в НСД на расстоянии 600 м от оси ливня и зенитному углу прихода ливня. Впервые показано, что в рамках моделей QGSJETII-04 и EPOS LHC на основе предложенного метода можно согласовать энергетический спектр, полученный по многолетним данным измерений на ЯКУ, с мировыми данными [23, 24] в области энергий $6 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{19}$ эВ. Впервые показана согласованность спектров, измеренных на ЯКУ по сигналам в НСД и результатами наблюдений ИВЧ, в рамках модели QGSJETII-04. За много лет измерений на ЯКУ накоплены уникальные данные в области энергий, в которой предполагается переход от галактических к внегалактическим космическим лучам. В результатах измерений содержатся данные о природе частиц космических лучей и о возможных источниках. Проведенное тестирование новой методики на части банка данных ЯКУ позволяет применить ее ко всему банку и получить новые научные результаты.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность М.И. Правдину и С.П. Кнуренко за предоставленные части банка данных ЯКУ для тестирования нового метода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Деденко Л.Г., Глушков А.В., Кнуренко С.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 11. С. 787; Dedenko L.G., Glushkov A.V., Knurenko S.P. et al. // JETP Lett. 2009. V. 90. № 11. P. 691.
2. Glushkov A.V., Egorova V.P., Ivanov A.A. et al. // Proc. 28th ICRC. (Tsukuba, 2003). V. 1. P. 389.
3. Glushkov A.V., Pravdin M.I. // JETP. 2006. V. 103. № 6. P. 831.
4. Глушков А.В., Правдин М.И., Сабуров А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. № 7–8. С. 501; Glushkov A.V., Pravdin M.I., Sabourov A.V. // JETP Lett. 2014. V. 99. № 8. P. 431.
5. Clark G., Bradt H.L., La Pointe M. et al. // Proc. 8th ICRC. (Kyoto, 1963). V. 4. P. 65.
6. Dedenko L.G. // Proc. 14th ICRC (Munchen, 1975). V. 8. P. 2857.
7. Gaisser T.K., Hillas A.M. // Proc. 15th ICRC. (Plovdiv, 1977). V. 8. P. 353.
8. Зацепин Г.Т. // Труды 6-й Межд. конф. по косм. лучам. (Москва, 1960). Т. 2. С. 212.
9. Деденко Л.Г., Зацепин Г.Т. // Труды 6-й Межд. конф. по косм. лучам. (Москва, 1960). Т. 2. С. 222.
10. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/gettingstarted.shtml>.
11. Ostapchenko S.S. // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. № 014018.
12. Pierog T., Karpenko Iu., Katzyet J.M. al. // arXiv: 1306.0121. 2013.
13. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.-N. et al. // FZKA-6019. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Karlsruhe: Forschungszentrum, 1998. 90 p.
14. Анютин Н.В., Деденко Л.Г., Роганова Т.М., Федорова Г.Ф. // ЯФ. 2017. Т. 80. № 2. С. 136; Anutin N.V., Dedenko L.G., Roganova T.M., Fedorova G.F. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. № 2. P. 260.
15. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. Proc. Suppl. B. 1997. V. 52. № 3. P. 17.
16. Sabourov A.V., Glushkov A.V., Pravdin M.I. et al. // Proc. 35th ICRC. (Busan, 2017). P. 552.
17. Achard P., Adriani O., Aguilar-Benitez M. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 598. P. 15.
18. Ambrosio M., Antolini R., Auriemma G. et al. // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 3793.
19. Aglietta M., Alpat B., Alieva E.D. et al. // arXiv: hep-ex/9806001. 1998.
20. Ivanov D. // Proc. 34th ICRC (Hague, 2015). P. 349.
21. Деденко Л.Г., Роганова Т.М., Федорова Г.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 3–4. С. 247; Dedenko L.G., Roganova T.M., Fedorova G.F. // JETP Lett. 2014. V. 100. № 4. P. 223.
22. Деденко Л.Г., Роганова Т.М., Федорова Г.Ф. // ЯФ. 2015. Т. 78. № 10. С. 894; Dedenko L.G., Roganova T.M., Fedorova G.F. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. № 10. P. 840.
23. Abbasi R.U., Ahe M., Abu-Zayyad T. et al // Astropart. Phys. 2016. V. 80. P. 131.
24. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. // arXiv: 1509.03732. 2015.
25. Knurenko S.P., Sabourov A.V. // EPJ Web Conf. 2013. V. 53. Art. № 04004.