

Тестирование моделей взаимодействия адронов в наиболее важной области энергий вторичных частиц по спектрам атмосферных мюонов

Л. Г. Деденко^{*+1)}, Т. М. Роганова^{*}, Г. Ф. Федорова^{*}

^{*} Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобельцына, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

⁺ Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 мая 2014 г.

Предложен простой метод тестирования моделей взаимодействия адронов, используемых для моделирования широких атмосферных ливней, по наблюдаемым спектрам атмосферных мюонов. Показано, что интенсивности потока мюонов в области энергий 10^2 – 10^4 ГэВ, рассчитанные в рамках моделей SIBYLL 2.1, QGSJETII-04 и QGSJET01, превышают данные классических экспериментов L3+Cosmic, MACRO и LVD по спектрам атмосферных мюонов в $1.5 \div 2$ раза. Сделан вывод о завышенной генерации вторичных частиц с самыми высокими энергиями в элементарных актах взаимодействия адронов в рамках этих тестируемых моделей, что согласуется с результатами ускорительных экспериментов LHCf и TOTEM.

DOI: 10.7868/S0370274X14160012

1. Введение. Продольное развитие широкого атмосферного ливня (ШАЛ), в частности глубина X_{\max} его максимума, определяется темпом дробления энергии E_0 первичной частицы. Этот темп зависит как от сечений взаимодействия частиц ливня, так и от энергетических спектров генерированных в актах взаимодействия вторичных частиц. Очевидно, что если велика вероятность генерации частиц с энергиями, близкими к энергии налетающей частицы, то процесс развития каскада замедляется. И наоборот, в случае быстрого дробления энергии налетающей частицы длина каскада сокращается. Глубина X_{\max} максимума ливня во многих исследованиях является основным параметром для определения состава частиц первичного космического излучения (ПКИ) в области сверхвысоких энергий. Следует также отметить, что в случае медленного темпа развития каскада и, следовательно, больших значений глубины X_{\max} пространственное распределение частиц ливня на уровне наблюдения становится более узким. Поэтому величина сигналов в наземных и подземных детекторах, расположенных на больших расстояниях от оси ливня, уменьшится. Это надо учитывать при определении плотности мюонов на больших расстояниях от оси ливня и состава частиц ПКИ, находимого по доле мюонов. Исследования состава и особенностей энергетического спектра частиц

ПКИ – важные составляющие теорий происхождения космических лучей сверхвысоких энергий. Интерпретация экспериментальных данных о глубине X_{\max} максимума ливня и о наблюдаемой доле мюонов на фиксированном расстоянии от оси ливня проводится в рамках различных моделей взаимодействия адронов. В случае “мягких” процессов взаимодействия, которые приводят к генерации вторичных частиц, летящих под самыми малыми углами относительно налетающей частицы (самые большие значения псевдобыстроты η), в моделях используется теория Грибова–Редже [1, 2]. Доминирующий вклад поперона при сверхвысоких энергиях и другие эффекты в моделях описываются различным образом [3–5]. Поэтому тестирование моделей в области самых высоких энергий вторичных частиц, генерированных во взаимодействиях, особенно важно как для понимания физики взаимодействия адронов, так и для интерпретации данных ШАЛ. На ускорителе LHC это тестирование проводится в экспериментах LHCf [6] и TOTEM [7]. В космических лучах мы предлагаем тестирование моделей взаимодействия адронов в самой важной области энергий вторичных частиц по спектрам атмосферных мюонов. В этом случае из-за круто спадающего с энергией спектра первичных частиц (показатель наклона дифференциального спектра $\gamma = 2.75$) подчеркиваются именно события, когда генерируются вторичные частицы (π^\pm -мезоны и K^\pm -мезоны) с максимально возможными энергиями.

¹⁾e-mail: ddn@dec1.sinp.msu.ru

В [8] на основе решения уравнений переноса было показано, что модель QGSJETII-03 [4] приводит к спектру вертикальных мюонов, интенсивность которого примерно в $f = 1.5$ раза меньше данных экспериментов L3+Cosmic [9], MACRO [10] и LVD [11]. Следует учитывать, что π^\pm - и K^\pm -мезоны, которые распадаются с образованием μ^\pm -мезонов, генерируются от родительских частиц нескольких поколений. Поэтому если избыток (недостаток) вторичных частиц определяется коэффициентом k , то в случае i -поколений коэффициент f будет

$$f \approx k^i. \quad (1)$$

Таким образом, по спектрам атмосферных мюонов легче заметить погрешности моделей. Однако в этом случае проявляются и другие факторы (сечения взаимодействия и т.д.). В настоящей работе предлагается тестирование моделей взаимодействия адронов на основе спектров вертикальных мюонов, рассчитанных оригинальным методом [12].

2. Метод вычислений. Простой оригинальный метод расчета энергетического спектра вертикальных мюонов можно описать следующим образом [12]. Пусть dI_p/dE и dI_{He}/dE – дифференциальные энергетические спектры первичных протонов и ядер гелия. Поскольку для спектра мюонов важна энергия на нуклон, более тяжелые ядра вносят в эти спектры пренебрежимо малый вклад. В области энергий $10^2 - 3 \cdot 10^6$ ГэВ мы использовали аппроксимации $(dI_p/dE)_{\text{GH}}$ и $(dI_{\text{He}}/dE)_{\text{GH}}$ Гайссера–Хонды [13]. В области более высоких энергий (VHE), $3 \cdot 10^6 - 10^7$ ГэВ, к этим спектрам был добавлен множитель $(E_1/E)^{0.5}$:

$$(dI_p/dE)_{\text{VHE}} = (dI_p/dE)_{\text{GH}}(E_1/E)^{0.5}, \quad (2)$$

$$(dI_{\text{He}}/dE)_{\text{VHE}} = (dI_{\text{He}}/dE)_{\text{GH}}(E_1/E)^{0.5}, \quad (3)$$

где $E_1 = 3 \cdot 10^6$ ГэВ. На рис. 1 приведено сравнение суммы аппроксимаций [13] для протонов и ядер гелия, (2) и (3) (пунктирная линия) с экспериментальными данными AMS02 [14] (сплошная линия), ATIC2 [15] (полые кружки), CREAM [16] (сплошные кружки), WCFTA [17] (сплошные квадраты), ARGO [18] (полые треугольники), RUNJOB [19] (полые квадраты). Данные эксперимента KASKADE [20], интерпретируемые в рамках модели QGSJETII-03, показаны косыми крестиками, а в рамках модели SIBYLL 2.1 – прямыми крестиками. Данные эксперимента ТУНКА [21] для всех первичных частиц приведены полными ромбами, а данные СФЕРА 2 [22] – сплошными треугольниками. Из проведенного сравнения

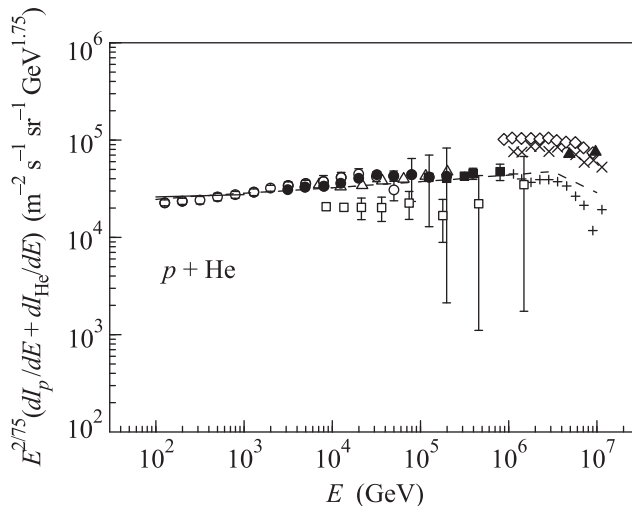


Рис. 1. Сравнение суммы аппроксимаций [13] для протонов и ядер гелия и (2), (3) (пунктирная линия) с экспериментальными данными: AMS02 [14] – сплошная линия, ATIC2 [15] – полые кружки, CREAM [16] – сплошные кружки, WCFTA [17] – сплошные квадраты, ARGO [18] – полые треугольники, RUNJOB [19] – полые квадраты, KASKADE [20] в рамках QGSJ – косые крестики, в рамках SIBYLL – прямые крестики, ТУНКА [21] – полые ромбы, СФЕРА 2 [22] – сплошные треугольники

можно сделать вывод о том, что принятые аппроксимации [13] и (2), (3) не превышают ожидаемого потока первичных протонов и ядер гелия. Именно это и важно для последующих выводов о результатах тестирования моделей. В случае известных спектров первичных протонов и ядер гелия энергетические спектры вертикальных мюонов $D_p(E_\mu)dE_\mu$ и $D_{\text{He}}(E_\mu)dE_\mu$ представляются простыми интегралами по энергии E первичных частиц:

$$D_p(E_\mu)dE_\mu = \int (dI_p/dE)S_p(E_\mu, E)dE dE_\mu \quad (4)$$

и

$$D_{\text{He}}(E_\mu)dE_\mu = \int (dI_{\text{He}}/dE)S_{\text{He}}(E_\mu, E)dE dE_\mu. \quad (5)$$

В (4) и (5) функции $S_p(E_\mu, E)dE_\mu$ и $S_{\text{He}}(E_\mu, E)dE_\mu$ есть дифференциальные энергетические спектры мюонов от первичных протонов и ядер гелия с фиксированной энергией E . Эти спектры были рассчитаны для 24 и 19 значений энергии первичных протонов и ядер гелия соответственно в интервале $10^2 - 10^7$ ГэВ в рамках трех моделей взаимодействия адронов (QGSJET01 [23], QGSJETII-04 [5] и SIBYLL 2.1 [3]) с использованием пакета CORSIKA 7.4 [24]. Расчеты проводились со статистикой от 10^6

событий в области малых энергий до $\sim 10^2$ в области самых больших энергий. На рис.2 приведены

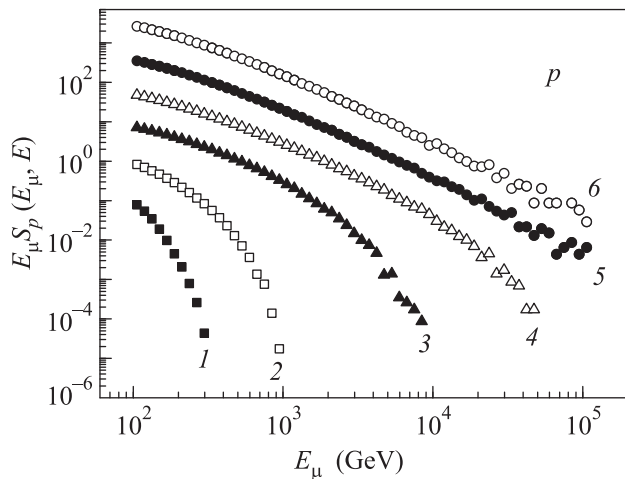


Рис.2. Примеры вычисленных в рамках модели [5] спектров $S_p(E_\mu, E)dE_\mu$ для протонов с энергиями: 1 – $3.16 \cdot 10^2$, 2 – 10^3 , 3 – 10^4 , 4 – 10^5 , 5 – 10^6 , 6 – 10^7 ГэВ

примеры вычисленных в рамках модели [5] спектров $S_p(E_\mu, E)dE_\mu$ в интервале энергий мюонов 10^2-10^5 ГэВ для 6 значений энергии E протонов. Видно, что в интервале энергий мюонов 10^4-10^5 ГэВ статистика событий мала. Поэтому для выводов мы будем использовать интервал энергий 10^2-10^4 ГэВ. Зависимость спектров $S_{He}(E_\mu, E)dE_\mu$ от модели взаимодействия адронов в случае первичных ядер гелия для значения энергии $E = 10^5$ ГэВ показана на рис.3. Видно, что в области самых высоких

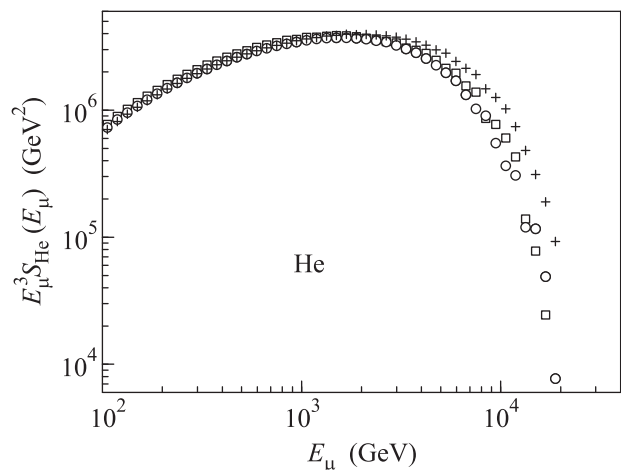


Рис.3. Спектр мюонов $S_{He}(E_\mu, E)dE_\mu$ для разных моделей взаимодействия адронов в случае первичных ядер гелия для значения энергии $E = 10^5$ ГэВ: [3] – крестики, [5] – квадраты, [23] – кружки

энергий модель [3] предсказывает самые большие значения плотности мюонов, а модель [23] – самые маленькие. Очевидно, что модель [5] предсказывает промежуточные значения.

3. Результаты расчетов, их обсуждение и выводы. Расчетные спектры вертикальных мюонов $D_p(E_\mu) + D_{He}(E_\mu)$ от первичных протонов и ядер гелия для интервала энергий 10^2-10^4 ГэВ для моделей взаимодействия адронов [3], [5] и [23] представлены на рис.4. Видно, что модель SIBYLL 2.1 [3] в

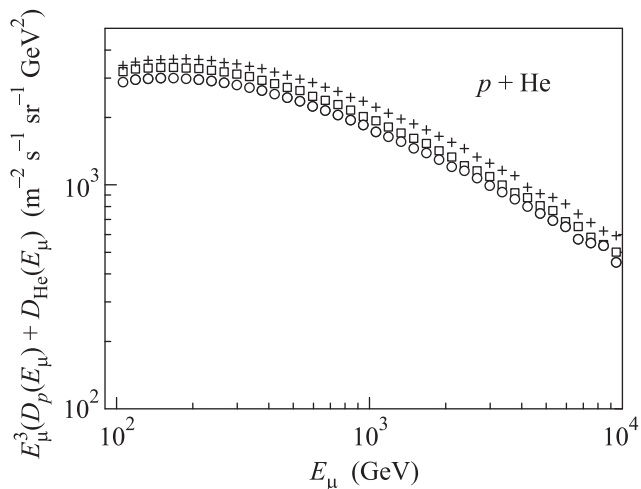


Рис.4. Расчетные спектры вертикальных мюонов $D_p(E_\mu) + D_{He}(E_\mu)$ от первичных протонов и ядер гелия для моделей взаимодействия адронов: [3] – крестики, [5] – квадраты и [23] – кружки

области самых высоких энергий предсказывает максимальную интенсивность потока мюонов, а модель QGSJET01 [21] – примерно на 30% меньшую. Модель QGSJETII-04 [5] предсказывает промежуточный результат. Этот вывод согласуется с результатами обсуждения рис.3. Рис.4 также очень наглядно демонстрирует укрупнение спектра при энергиях E_μ мюонов, существенно превышающих постоянную распада π^\pm -мезонов в атмосфере ($B_\pi \approx 100$ ГэВ). Сравнение расчетных спектров с экспериментальными данными позволяет решить задачу тестирования моделей. В качестве данных взята гладкая аппроксимация результатов экспериментов L3+Cosmic [9], MACRO [10] и LVD [11]. Отношение результатов вычисления спектра для моделей [3], [5] и [23] к этой аппроксимации представлено на рис.5. Видно, что в области энергий мюонов 10^2-10^3 ГэВ это отношение увеличивается от ~ 1.4 до ~ 1.6 для модели SIBYLL 2.1 [3], от ~ 1.3 до ~ 1.4 для модели QGSJETII-04 [5] и от ~ 1.2 до ~ 1.3 для модели QGSJET01 [23]. Самое важное, что при энергиях $E_\mu > 10^3$ ГэВ начинается

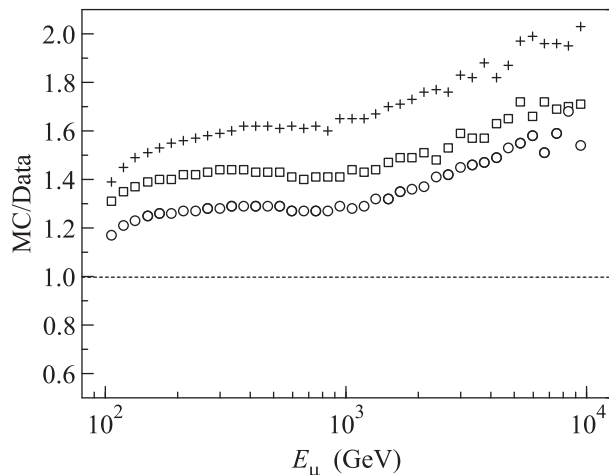


Рис. 5. Отношение результатов вычислений спектра для моделей: SIBYLL 2.1 [3] – крестики, QGSJETII-04 [5] – квадраты, QGSJET01 [23] – кружки, к гладкой аппроксимации результатов экспериментов [9], [10] и [11]

быстрый рост этого отношения: до значений ~ 2 для модели [3], ~ 1.7 для модели [5] и ~ 1.55 для модели [23] при $E_\mu = 10^4$ ГэВ. При этом не наблюдается признаков уменьшения этого роста при более высоких энергиях мюонов. Таким образом, рис. 5 демонстрирует очень серьезное отличие расчетных спектров от данных [9], [10] и [11]. Это отличие связано с более медленным темпом дробления энергии налетающих частиц в актах их взаимодействий с ядрами в атмосфере. Таким образом, модели [3], [5] и [23] предсказывают завышенную вероятность генерации вторичных частиц с самыми высокими энергиями. Как показывают вычисления, основной вклад в значения интегралов (4) и (5) вносят вторичные частицы с энергиями в интервале $(0.6-0.01)E$ в случае первичных протонов и в интервале $(0.1-0.001)E$ в случае первичных ядер гелия, где E – энергия налетающей частицы. Эта завышенная вероятность прослеживается и по данным ускорительных экспериментов LHCf [6] и TOTEM [7]. Например, модель QGSJETII-04 [5] при значении псевдобыстроты $\eta = 6.345$ дает избыток плотности числа заряженных частиц $dN_{ch}/d\eta$ на единицу псевдобыстроты в $k \approx 1.3$ раза по сравнению с данными эксперимента TOTEM [7]. Ввиду разницы наклонов расчетной кривой и данных [7] при больших значениях η это отличие возрастает. Модели QGSJ01 [23] и EPOS 1.99 [25] предсказывают плотность $dN_{ch}/d\eta$, на 18–30% более высокую, чем [7], а модель SIBYLL 2.1 [3] – на 4–16% более низкую в интервале $5.3 \leq \eta \leq 6.4$. Однако модель SIBYLL 2.1 [3] дает существенно более пологую зависимость $dN_{ch}/d\eta$. При $\eta \sim 6.5$ эта зависимость

пересекает кривую экстраполяции данных [7], а при $\eta \sim 7-8$ уже существенно превышает эту экстраполяцию. Важно также отметить, что для разности быстрот $\Delta\eta \approx 0$ значение среднего поперечного импульса $\langle p_\perp \rangle$ π^0 -мезонов примерно на 50 МэВ/с меньше данных [26]. В предположении аналогичной зависимости для заряженных π -мезонов это приведет к уменьшению расчетной плотности мюонов на больших расстояниях x от оси ливня. Последнее замечено в экспериментах обсерваторий Пьера Оже [27] и Якутска [28]. Из сравнения данных эксперимента LHCf [6] об энергетических спектрах фотонов в p - p -столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с предсказаниями различных моделей в области псевдобыстрот $8.81 \leq \eta \leq 8.99$ видно, что модель QGSJETII-03 [4] дает в 2–4 раза меньше фотонов, а модели SIBYLL 2.1 [3] и EPOS 1.99 [25] – в 1.5–2 раза больше. Таким образом, в области самых высоких энергий вторичных частиц все модели нуждаются в существенной корректировке.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ 3110.2014.2.

1. V. Gribov, Sov. Phys. JETP **26**, 414 (1968).
2. T. Regge, Nuovo Cimento **14**, 951 (1959).
3. E.-J. Ahn, R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, Phys. Rev. D **80**, 094003 (2009).
4. S.S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **74**, 014026 (2006).
5. S.S. Ostapchenko, Phys. Rev. D **83**, 014018 (2011).
6. H. Menjo, O. Adriani, M. Bongi (for LHCf Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. A **692**, 224 (2012).
7. G. Latino (on behalf of TOTEM collaboration), arXiv: hep-ex 1302.2098v1 (2013).
8. A.A. Kochanov, T.S. Sinegovskaya, and S.I. Sinegovsky, Astr. Phys. **30**, 219 (2008).
9. The L3 Collaboration, arXiv: hep-ex 0408114v1K (2004).
10. M. Ambrosio, R. Antolini, G. Auriemma et al. (The MACRO Collaboration), Phys. Rev. D **52**, 3793 (1995).
11. M. Aglietta, B. Alpat, E.D. Alieva et al. (The LVD Collaboration), arXiv: hep-ex/9806001v1 (1998).
12. L.G. Dedenko, S.P. Knurenko, A.K. Makarov, I.T. Makarov, M.I. Pravdin, I.Ye. Sleptsov, A.V. Glushkov, G.F. Fedorova, T.M. Roganova, and A.A. Sabourov, Proc. 33th Int. Cosmic Ray Conf., Rio-de-Janeiro (2013); <https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=0045&sessionId=3&confId=0>
13. T. Gaisser and M. Honda, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52**, 153 (2002).

14. V. Choutko (on behalf AMS Collaboration), *Proc.33th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rio-de-Janeiro (2013); <https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=1262&sessionId=3&confId=0>.
15. A. D. Panov, J. H. Jr. Adams, H. S. Ahn (for ATIC-2 Collaboration), *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71**, 494 (2007); A. D. Panov, J. H. Jr. Adams, H. S. Ahn et al., *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73**, 564 (2009).
16. H. S. Ahn (for the CREAM Collaboration), *Astrophys. J. Lett.* **714**, L89 (2010).
17. S. S. Zhang (for the WFCTA Collaboration), 2011 *Nucl. Instr. and Meth. A* **629**, 57 (2011).
18. B. Bartoli (for the ARGO_YBJ Collaboration), *Phys. Rev. D* **85**, 092005 (2012).
19. V. A. Derbina, V. I. Galkin, M. Hareyama (for the RUNJOB Collaboration), *ApJ* **628**, L41 (2005).
20. T. Antoni (for the KASCADE Collaboration), *Astropart. Phys.* **24**, 1 (2005).
21. V. V. Prosin (on behalf TUNKA Collaboration), *Proc. 33th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rio-de-Janeiro (2013); <https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=0617&sessionId=3&confId=0>.
22. R. A. Antonov, T. V. Aulova, S. P. Beschapov, E. A. Bonvech, D. V. Chernov, T. A. Dzhatdov, Mir. Finger, Mix. Finger, V. I. Galkin, N. V. Kabanova, A. S. Petkun, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova, S. B. Shaulov, and T. I. Sysoeva, *Proc.33th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rio-de-Janeiro (2013); <https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=1185&sessionId=3&confId=0>.
23. N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, and A. I. Pavlov, *Nucl. Phys. Proc. Suppl. B.* **52**, 17 (1997).
24. D. Heck, J. Knapp, J.-N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, *Forschungszentrum Karlsruhe Thechnical Rep.* **6019** (1998).
25. K. Werner, F.-M. Liu, and T. Pierog, *Phys. Rev. C* **74**, 044902 (2006).
26. O. Adrian, L. Bonech, M. Bongi (for the LHCf Collaboration), *Phys. Rev. D* **86**, 092001 (2012).
27. R. Engel (for The Pierre Auger Collaboration), *arXiv:0706.1921 [astro-ph]* (2007).
28. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, M. I. Pravdin, I. E. Sleptsov, D. S. Gorbunov, G. I. Rubtsov, and S. I. Troitsky, *Pis'ma v ZhETF* **87**(4), 220 (2008).