

Пионы в первичном космическом излучении в области сверхвысоких энергий

Л. Г. Деденко¹⁾, Т. М. Роганова*, Г. Ф. Федорова*, Е. Ю. Федунин

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

* Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 апреля 2003 г.

После переработки 25 июня 2003 г.

В рамках предложенной Колеманом и Глэшоу гипотезы о крайне малом нарушении лоренцевской инвариантности нейтральные и заряженные пионы могут быть стабильными частицами при энергиях выше 10^{19} эВ и входить в состав первичного космического излучения в области сверхвысоких энергий. Особенно важным является кинематический запрет на реакции взаимодействия пионов с фотонами реликтового излучения, что позволяет разрешить парадокс Грейзена–Зацепина–Кузьмина. Рассчитанные в рамках модели кварк-глюонных струн с учетом эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала и взаимодействий нейтральных пионов в области сверхвысоких энергий параметры гигантских атмосферных ливней, генерированных первичными пионами, не противоречат имеющимся наблюдательным данным. Показано, что наблюдения высот генерации мюонов с энергиями выше 10 ГэВ позволят различить первичные ядра, протоны и пионы, проверить лоренцевскую инвариантность при энергиях $> 10^{20}$ эВ и получить новое ограничение на разность предельно допустимых скоростей мюонов и пионов $(c_\mu - c_\pi) < 4 \cdot 10^{-26}$.

PACS: 13.85.Tr, 96.40.Pq

Первые наблюдения на установке Volcano Ranch гигантских атмосферных ливней (ГАЛ) [1] и последующие исследования на установках Haverah Park [2], Якутской [3], AGASA [4], SUGAR [5], Fly's Eye [6] и Hires [7] позволили сделать крупнейшее открытие – обнаружить ГАЛ с энергиями выше 10^{20} эВ. Это открытие трудно согласовать со знаменитым эффектом Грейзена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК) [8, 9]. Очевидно, что точности оценок как энергии E_0 частиц, генерирующих ГАЛ, так и их направлений прихода на небесной сфере имеют первостепенное значение. Энергия наклонного ГАЛ, зарегистрированного на Якутской установке, сначала была оценена как $\sim 1.2 \cdot 10^{20}$ эВ [3]. Повторный анализ параметров этого ливня с учетом отклонений мюонов в магнитном поле Земли привел к оценке $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ [10]. Пересмотр данных Haverah Park привел к снижению оценок энергии на $\sim 30\%$ [11]. В результате вместо четырех ливней с энергиями выше 10^{20} эВ не осталось ни одного. Отметим, что влияние магнитного поля не учитывалось. Ревизия данных Fly's Eye и Hires [12] уменьшила число зарегистрированных ливней с энергиями выше 10^{20} эВ с восьми до одного. Однако эта ревизия не может считаться окончательной из-за неопределенностей в состоянии атмосферы, в интенсивности флуоресцентного света с длиной вол-

ны 391 нм и использовании данных в монорежиме вместо стереомоды. Тщательный анализ всех факторов, которые могут приводить как к переоценке, так и недооценке энергии, показал, что на установке AGASA зарегистрировано 11 ливней с энергиями выше 10^{20} эВ, причем два ливня имеют энергию выше $(2 \div 3) \cdot 10^{20}$ эВ [13]. Таким образом, наблюдается более 10 (а по всем данным, возможно, около 20) ливней с энергиями 10^{20} эВ, что противоречит эффекту ГЗК, поскольку не обнаружены близкие источники частиц с такими энергиями. Анализ [14] показал, что распределение направлений прихода на небесной сфере 20 наиболее мощных ливней, зарегистрированных на Якутской установке, является изотропным. Аналогичный результат [15] получен и на установке AGASA. Направления прихода ГАЛ, зарегистрированных на установках Fly's Eye и Hires, также не указывают на конкретные близкие источники [16]. Более того, в работах [17, 18] обнаружена корреляция направлений прихода соответственно 5 и 11 ливней с энергиями выше 10^{19} эВ с квазарами, находящимися на космологических расстояниях от Земли, а в работе [19] – корреляция с объектами типа лацертиды (BL Lacertae), также расположенными от Земли на огромных расстояниях. Особо следует отметить наблюдения дуплетов и триплетов (пар и троек) ливней, приходящих на Землю с одного и того же направления [20]. Эти наблюдения можно рассматри-

¹⁾e-mail: ddn@dec1.sinp.msu.ru

вать как возможное проявление точечных источников [21]. Отождествление направлений прихода ливней с удаленными объектами и наблюдения дуплетов и триплетов приводят к предположению о нейтральности частиц, генерирующих ливни. В самом деле, в случайных межгалактических магнитных полях с напряженностью поля B и протяженностью D релятивистская заряженная частица с энергией E после прохождения расстояния d отклоняется на угол

$$\delta\Theta = 15^\circ \left(\frac{d}{d_0}\right)^{1/2} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{1/2} \left(\frac{B}{B_0}\right) \left(\frac{E_0}{E}\right), \quad (1)$$

где численный коэффициент вычислен для $d_0 = 1$ Мпк, $D_0 = 16$ Мпк, $B_0 = 10^{-9}$ Г, $E_0 = 10^{19}$ эВ. Простые оценки показывают, что $\delta\Theta \sim 15^\circ$ для $E = 3 \cdot 10^{19}$ эВ и $D = 160$ Мпк. Поэтому для заряженных частиц, по-видимому, необходим дополнительный анализ. Наиболее простым предположением о нейтральных первичных частицах, которое позволит решить проблемы как отождествления с удаленными объектами, так и парадокса ГЗК, является гипотеза о нейтрино сверхвысоких энергий, которые взаимодействуют с реликтовыми нейтрино в окрестностях Земли [22, 23] и приводят к “Z-бозонным” ливням. Однако ввиду некоторых ограничений, источники таких нейтрино должны обладать весьма специфическими свойствами [24]. Поскольку ливень [3] состоит из одних мюонов и ливни [4] также содержат мюоны, гипотеза о первичных гамма-квантах хотя и не противоречит данным Fly’s Eye, HiRes и, частично, AGASA, должна рассматриваться с осторожностью [25]. Вместе с тем, начиная с работы [26], для объяснения парадокса ГЗК привлекаются идеи нарушения лоренцевской инвариантности (см. обзор [27]). В [28] в рамках гипотезы об очень слабом нарушении лоренцевской инвариантности показано, что нейтральными частицами первичного космического излучения (ПКИ) в области сверхвысоких энергий могут быть нейтральные пионы или нейтроны. В работе [29] уточнены параметры этой гипотезы для случая первичных нейтронов. В нашей работе [30] из наблюдательных данных [6] получены ограничения на параметры, нарушающие лоренцевскую инвариантность. В данной работе в рамках гипотезы Колемана и Глэшоу об очень слабом нарушении лоренцевской инвариантности рассматриваются наблюдательные следствия наличия пионов в составе ПКИ в области сверхвысоких энергий. Вычисления проводятся в рамках модели кварк-глюонных струн (КГС) [31] с учетом эффекта Ландау – Померанчука – Мигдала (ЛПМ) [32] и взаимодействий нейтральных пионов при высоких

энергиях. Как показано в [28], нейтральные пионы стабильны при энергиях, превышающих порог

$$E = m_{\pi^0} / \sqrt{c_\gamma^2 - c_{\pi^0}^2}, \quad (2)$$

где c_γ и c_{π^0} – максимально достижимые скорости гамма-квантов и нейтральных пионов. Как и в работе [30], будем рассматривать предположение 1, когда $E > 10^{19}$ эВ и $c_\gamma - c_{\pi^0} = 10^{-22}$ и предположение 2, когда $E > 10^{18}$ эВ и $c_\gamma - c_{\pi^0} = 10^{-20}$. Очевидно, чтобы нейтральные пионы могли распространяться на космологические расстояния, они не должны взаимодействовать с реликтовыми фотонами. Реакция

$$\pi^0 + \gamma \rightarrow \omega(782), \quad (3)$$

порог которой в стандартной теории

$$E_{por} = (m_{\omega(782)}^2 - m_{\pi^0}^2) / 4\omega_\gamma, \quad (4)$$

где ω_γ – энергия фотона, на 7% отличается от пороговой энергии для протонов, в рамках предположений [28] может быть кинематически запрещена, если будет выполняться условие

$$c_{\omega(782)} - c_{\pi^0} > 2\omega_\gamma^2 / (m_{\omega(782)}^2 - m_{\pi^0}^2) \approx 1.86 \cdot 10^{-25} (\omega_\gamma / \omega_0)^2, \quad (5)$$

где $c_{\omega(782)}$ – максимально достижимая скорость $\omega(782)$ мезона, а $\omega_0 = 2.35 \cdot 10^{-4}$ эВ – характерная тепловая энергия фотонов. Аналогично, заряженные пионы в рамках предположений [28] могут быть стабильны при энергиях выше пороговой (в пренебрежении массой нейтрино)

$$E_p = \sqrt{\frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{c_\mu^2 - c_\pi^2}} \approx 6.45 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{10^{-24}}{c_\mu - c_\pi}\right)^{1/2} \quad (6)$$

где c_π и c_μ – максимально достижимые скорости пионов и мюонов и E_p выражается в эВ. Кроме того, для простоты в (6) принято, что $c_\mu = c_\nu$. Заряженные пионы смогут распространяться на космологические расстояния, если реакция

$$\pi^\pm + \gamma \rightarrow \omega^\pm(770) \quad (7)$$

будет кинематически запрещена. Этот запрет выполняется при условии, аналогичном (5):

$$c_{\omega(770)} - c_{\pi^\pm} > 2\omega_\gamma^2 / (m_{\omega(770)}^2 - m_\pi^2) \approx \quad (8)$$

$$\approx 0.963 \cdot 10^{-25} (\omega_\gamma / \omega_o)^2.$$

Сначала отметим, что расчетные параметры ГАЛ, генерированных пионами, не противоречат наблюдательным данным. На рис.1 показаны расчетные каскадные кривые для пионов и принятых гипотез 1 и

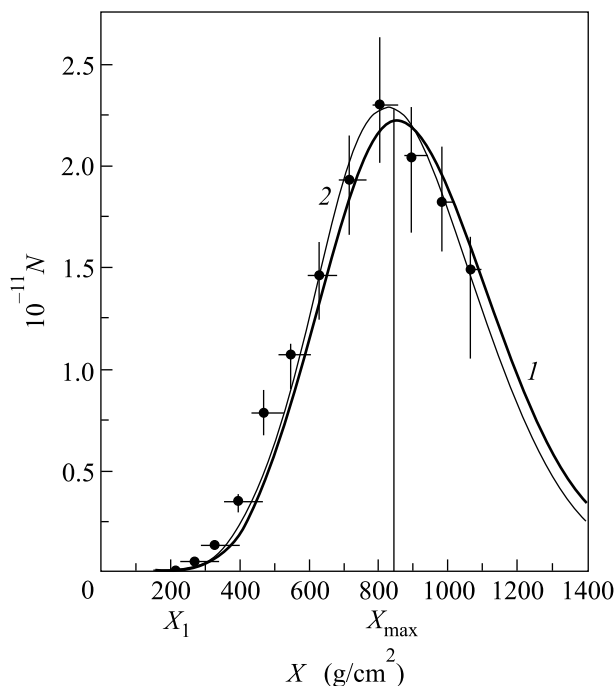


Рис.1. Каскадные кривые для ГАЛ с $E = 3 \cdot 10^{20}$ эВ от пионов. Кружки с ошибками – результаты эксперимента [6]. Расчетные кривые 1 и 2 для предположений 1 и 2 [30]

2 и наблюдательные данные [6]. Из рис.1 видно, что каскадная кривая для индивидуального ливня, который генерируется достаточно высоко в атмосфере, хорошо согласуется с экспериментальными данными для одного события. На этом же рисунке отмечены глубины X_{\max} максимума ливня и X_1 первого взаимодействия. Зависимости средних глубин максимума ливня от энергии первичного пиона (сплошные линии 1 и 2) и данные для события [6] приведены на рис.2. Из этого рисунка видно, что в пределах ошибок параметры ливня, генерированного первичным пионом, не противоречат наблюдательным данным. На рис.2 зависимости для первичных протонов и ядер железа, рассчитанные в рамках модели КГС и стандартного варианта, показаны соответственно пунктирными и штрих-пунктирными линиями. Поскольку в пределах примерно одного стандартного откло-

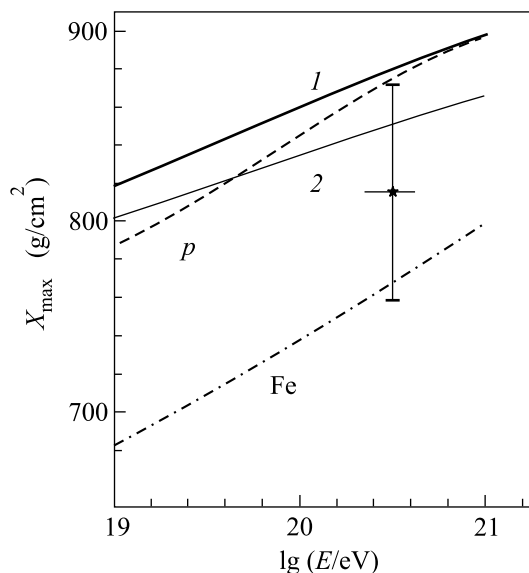


Рис.2. Зависимость глубины X_{\max} от энергии для стандартного варианта (пунктир для первичных протонов и штрих-пунктир – для железа) и с учетом предположений 1 и 2 [30] для пионов (сплошные линии)

нения данные [6] согласуются с расчетной глубиной максимума ливня для первичного протона, то можно получить важное ограничение на параметры, нарушающие лоренцевскую инвариантность. В случае относительно близких источников для исключения ливней от первичных нейтральных пионов необходимо потребовать ограничения $(c_\gamma - c_{\pi^0}) < 10^{-22}$ [30]. Для исключения ливней от первичных заряженных пионов необходимо новое ограничение $(c_\mu - c_\pi) < 4 \cdot 10^{-26}$, поскольку энергия ливня равна $E_o \approx 3 \cdot 10^{20}$ эВ. Если источники расположены на космологических расстояниях, то необходимы еще дополнительные ограничения: $(c_{\omega(782)} - c_{\pi^0}) < 2 \cdot 10^{-23}$ для нейтральных и $(c_{\omega(770)} - c_\pi) < 10^{-23}$ для заряженных пионов.

Очевидно, представляют интерес параметры, которые позволили бы различать ливни, генерированные пионами, протонами и ядрами. Поскольку средние пробеги для взаимодействия различных частиц при заданной энергии отличаются, то естественно сравнить распределения этих пробегов. Эти распределения можно получить следующим образом. Во-первых, как из наблюдений, так и из расчетов можно получить распределение глубин X_{\max} максимума ливней. На рис.3 приведены эти распределения для протонов (а) и пионов (б) для двух предположений 1 и 2 (сплошные гистограммы). Пунктирная гистограмма на рис.3а – расчет для протонов для стандартного варианта модели. Если глубина, на которой произо-

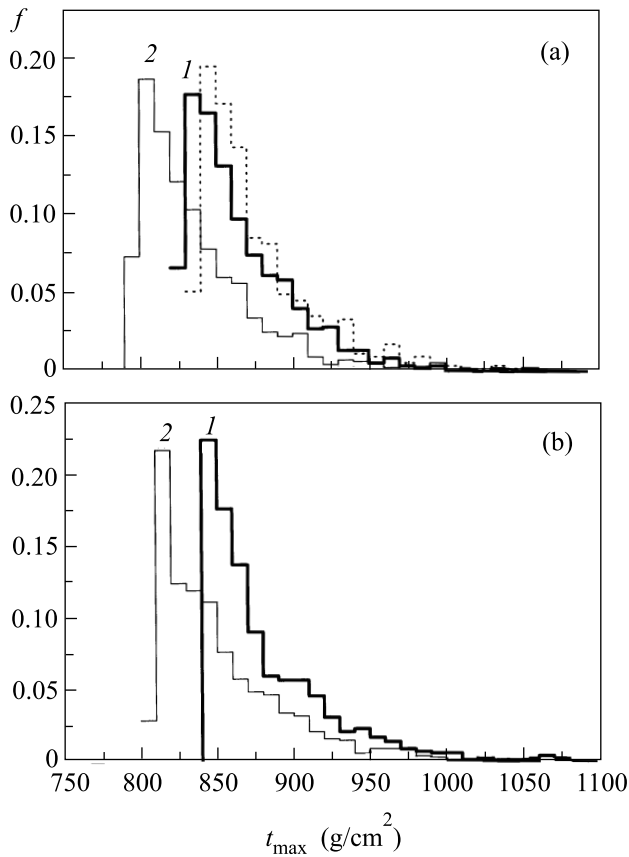


Рис.3. Распределения глубин X_{\max} для протонов (а) и пионов (б). Пунктир – стандартный вариант для протонов, гистограммы 1, 2 – для предположений 1 и 2 [30]

шло 1-е взаимодействие, равна X_1 , то можно определить величину $\Delta X = X_{\max} - X_1$. Очевидно, что это соотношение позволяет определить глубину X_1 , если известны X_{\max} и ΔX :

$$X_1 = X_{\max} - \Delta X. \quad (9)$$

Как было уже отмечено, глубина X_{\max} определяется из наблюдений для каждого ливня. Величину ΔX можно взять из расчетов. На рис.4 показаны расчетные распределения величины ΔX для первичных протонов (а) и для первичных пионов (б) (обозначения, как на рис.3). Из рисунка видно, что стандартные отклонения равны $\sim 1 \div 1.5$ г/см² для пионов и ~ 10 г/см² для протонов, и поэтому величину ΔX в рамках используемой модели можно приравнять постоянной, например, ее среднему значению $\bar{\Delta X}$. На рис.5 сравниваются расчетные распределения глубины X_1 , которая оценивается по формуле (9), с распределением $e^{-x/\lambda}$ для первичных протонов в стандартном варианте (а) и для протонов и пионов

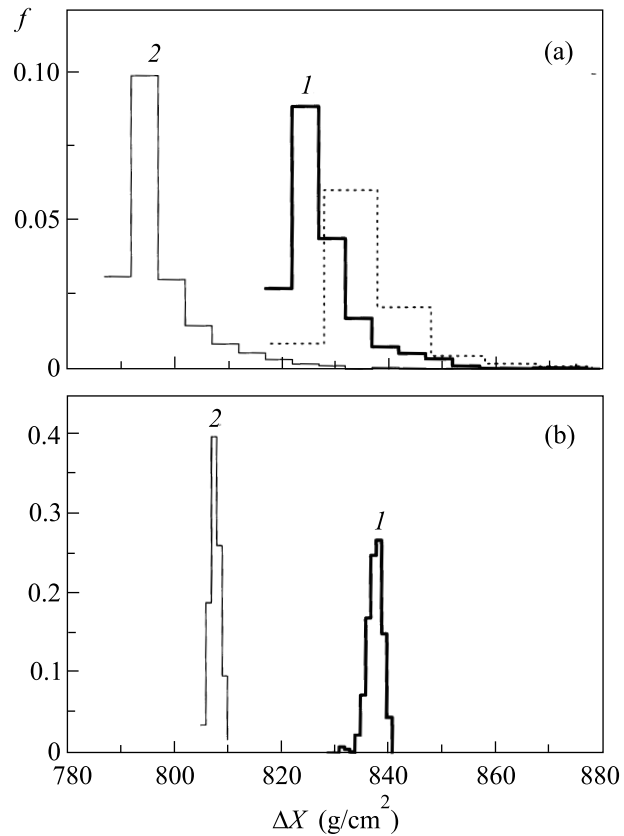


Рис.4. Распределения глубин ΔX для протонов (а) и пионов (б). Обозначения, как на рис.3

для предположений 1 (б) и 2 (с). Поскольку пробеги взаимодействия протонов $\lambda_p = 38$ г/см² и пионов $\lambda_\pi = 40.4$ г/см² при энергии $E_o \approx 3 \cdot 10^{20}$ эВ близки, то и распределения для пионов и протонов на (б) и (с) практически не отличаются. Однако, хотя этот рисунок и не позволяет различать протоны и пионы, предложенный метод можно использовать для тестирования модели КГС: оценки сечения взаимодействия при сверхвысоких энергиях.

Наконец, особенно интересным и позволяющим различать разные первичные частицы является распределение высот генерации мюонов высокой энергии (> 10 ГэВ). На рис.6 эти распределения приведены для стандартной модели для первичного ядра железа (пунктир) и протона (штриховая кривая) и для определенных выше предположений 1 и 2 для протона (кривые 1р и 2р) и пиона (1π и 2π). Из рисунка видно (расчетная ошибка мала, меньше 10 г/см²), что пик распределения для протонов расположен на ~ 60 г/см² глубже в атмосфере, чем пик для железа. Это позволяет отличать первичные ядра от протонов и более надежно интерпретировать уменьшение глубины X_{\max} в ливнях от протонов как проявление на-

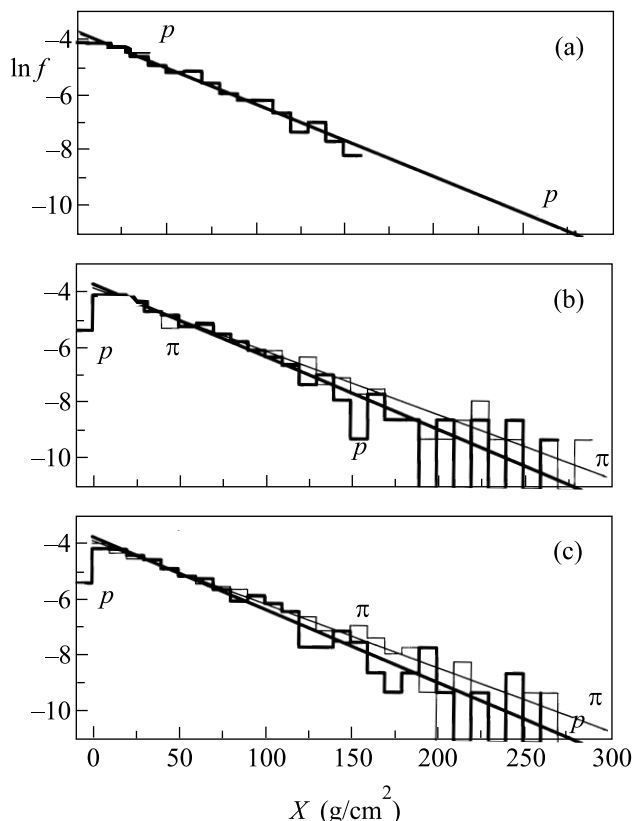


Рис.5. Распределения глубин X_1 для протонов (жирные гистограммы и линии) и пионов (тонкие гистограммы и линии) для стандартного варианта (a) и предположений 1 (b) и 2 (c) [30]

рушения лоренцевской инвариантности [30]. В свою очередь, пик распределения для протона располагается примерно на $\sim 90 \text{ г/см}^2$ выше в атмосфере, чем пик распределения для пиона, что позволяет выделить пионы в составе ПКИ. Методы [33], которые позволяют определять распределения высот генерации мюонов высокой энергии, приобретают особое значение.

В заключение еще раз отметим, что предположение о пионах в ПКИ не противоречит имеющимся экспериментальным данным. Увеличение на $\sim 90 \text{ г/см}^2$ глубины пика распределения высот генерации мюонов высокой энергии по сравнению со стандартным вариантом для протонов – характерный признак пионов в ПКИ. В то же время, если экспериментальные данные интерпретировать в рамках стандартной модели, то можно получить новые ограничения на параметры, нарушающие лоренцевскую инвариантность: $(c_\gamma - c_{\pi^0}) < 10^{-22}$, $(c_\mu - c_\pi) < 4 \cdot 10^{-26}$ и, кроме того, дополнительно $(c_{\omega(770)} - c_\pi) < 10^{-23}$ и $(c_{\omega(778)} - c_{\pi^0}) < 2 \cdot 10^{-23}$ в случае удаленных источников.

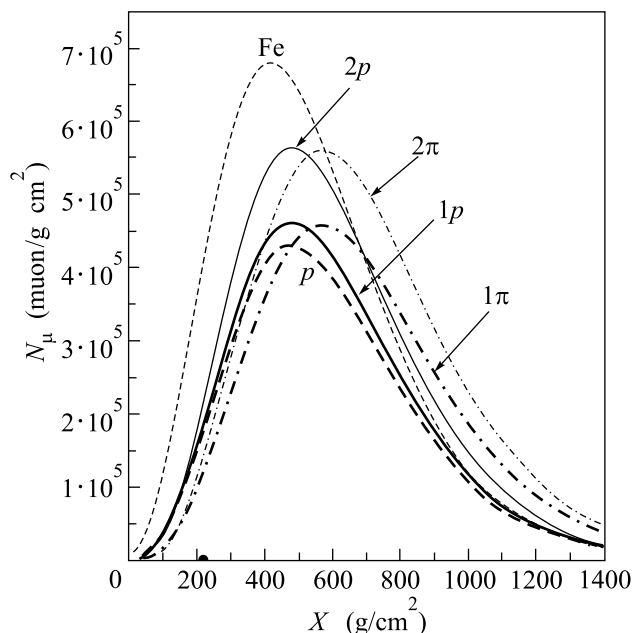


Рис.6. Распределения высот генерации мюонов высокой энергии. Стандартный вариант: первичные протоны (штриховая кривая), железо (пунктир). Предположения 1 и 2: протоны – кривые 1p и 2p и пионы – кривые 1π и 2π

Авторы выражают глубокую признательность Г.Т.Зацепину за ценные замечания и Российскому фонду фундаментальных исследований за грант # 1782.2003.2 (лидирующая научная школа Г.Т.Зацепина), грант # 03-02-16290.

1. J. Linsley, Phys. Rev. Lett. **10**, 146 (1963).
2. G. Brooke, G. Cunningham, P. I. Eames et al., Proc. of the 19th ICRC, La Jolla, Calif. **2**, 1985, p. 150.
3. N. N. Efimov, T. A. Egorov, A. V. Glushkov et al., Proc. Int. Workshop on Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays, Kofu 20, 1990.
4. N. Hayashida, K. Honda, M. Honda et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3491 (1994).
5. M. M. Winn, J. Ulrichs, L. Horton et al., Proc. of the 19th ICRC, La Jolla, Calif. **9**, 1985, p. 499.
6. D. J. Bird, S. C. Corbato, H. U. Dai et al., Astroph. J. **424**, 491 (1994).
7. T. Abu-Zayyad, G. Archbold, K. Belov et al., Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, **3**, 1999, p. 264.
8. K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **2**, 748 (1966).
9. Г.Т. Зацепин, В.А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ **4**, 78 (1966).
10. Е.Е. Антонов, А.В. Глушков, Л.Г. Деденко и др., Письма в ЖЭТФ **69**, 614 (1999).
11. M. Ave, J. A. Hinton, J. Knapp et al., Proc. of the 27th ICRC, Gamburg. **1**, 2001, p. 381.

12. T. Abu-Zayyad, G. C. Archbold, J. A. Bellido et al., arxiv: astro-ph/0208301 15 Aug(2002).
13. M. Takeda, N. Sakaki, K. Honda et al., arxiv: astro-ph/0209422 13 Nov (2002).
14. E. E. Antonov, I. L. Buylova, L. G. Dedenko et al., Computer Phys. Comm. **147**, 480 (2002).
15. N. Hayashida, K. Honda, N. Inoue et al., arxiv: astro-ph/0008102 7 Aug (2000).
16. J. W. Elbert P. Sommers, Astrophys. J. **441**, 151 (1995).
17. G. R. Farrar and P. L. Biermann, Phys. Rev. Lett. **81**, 3579 (1998).
18. A. Virmani, S. Bhattacharya, P. Jain et al., Astropart. Phys. **17**, 489 (2002).
19. P. G. Тиняков, I. I. Ткачев, Письма в ЖЭТФ **74**, 499 (2001); A. V. Uryson, arxiv: astro-ph/0303347.
20. M. Takeda, M. Chikawa, M. Fukushima et al., Proc. of the 27th ICRC, Gamburg. **1**, 2001, p. 341.
21. П. Г. Тиняков, И. И. Ткачев, Письма в ЖЭТФ **74**, 3 (2001).
22. D. Fargion, B. Mele, and A. Salis, Astrophys. J. **517**, 725 (1999).
23. T. J. Weiler, Astroparticle Phys. **11**, 303 (1999).
24. O. E. Kalashev, V. A. Kuzmin, D. V. Semikoz et al., Phys. Rev. **D65**, 103003 (2002).
25. Л. Г. Деденко, Г. Т. Зацепин, Т. М. Роганова и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 233 (1995).
26. Д. А. Киржниц, В. А. Чечин, Письма в ЖЭТФ **14**, 261 (1971).
27. G. Amelino-Camelia, J. Ellis, N. E. Mavromatos et al., Nature **393**, 763 (1998).
28. S. Coleman and S. L. Glashow, Phys. Rev. **D59**, 116008 (1999).
29. S. L. Dubovsky and P. G. Tinyakov, Astropart. Phys. **18**, 89 (2002).
30. Е. Е. Антонов, Л. Г. Деденко, А. А. Кириллов и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 506 (2001).
31. А. Б. Кайдалов, К. А. Тер-Мартиросян, Ю. М. Шабельский, ЯФ **43**, 1282 (1986).
32. A. B. Migdal, Phys. Rev. **103**, 1811 (1956).
33. G. Agnetta, M. Ambrosio, C. Aramo et al., Astropart. Phys. **6**, 301 (1997).