

## О ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ МЮОНОВ ОТ РАСПАДА ЧАРМА НА ГЛУБОКОВОДНЫХ НЕЙТРИННЫХ ТЕЛЕСКОПАХ

© 2000 г. В. А. Наумов, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский

*Иркутский государственный университет, Россия*

Поступила в редакцию 07.10.99 г; после доработки 15.02.2000 г.

В рамках нескольких моделей рождения чарма в адрон-ядерных взаимодействиях показана потенциальная возможность измерения потока прямых мюонов на глубинах действующих и проектируемых нейтринных телескопов (1–4 км) в экспериментах с высоким порогом регистрации.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование рождения чарма в адронных взаимодействиях при энергиях  $E \gg 1$  ТэВ представляет интерес для физики частиц и имеет важный прикладной аспект в нейтринной астрономии высоких энергий. Именно атмосферные нейтрино от распада очарованных адронов (главным образом  $D$ ,  $D^*$  и  $\Lambda_c$ ), рождающихся при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли, являются основным источником фона при детектировании (квази)диффузных потоков нейтрино астрофизического и космологического происхождения [1]. Естественным инструментом для проверки моделей рождения чарма и для уточнения фона атмосферных нейтрино является поток атмосферных мюонов, генетически связанных с нейтрино [2].

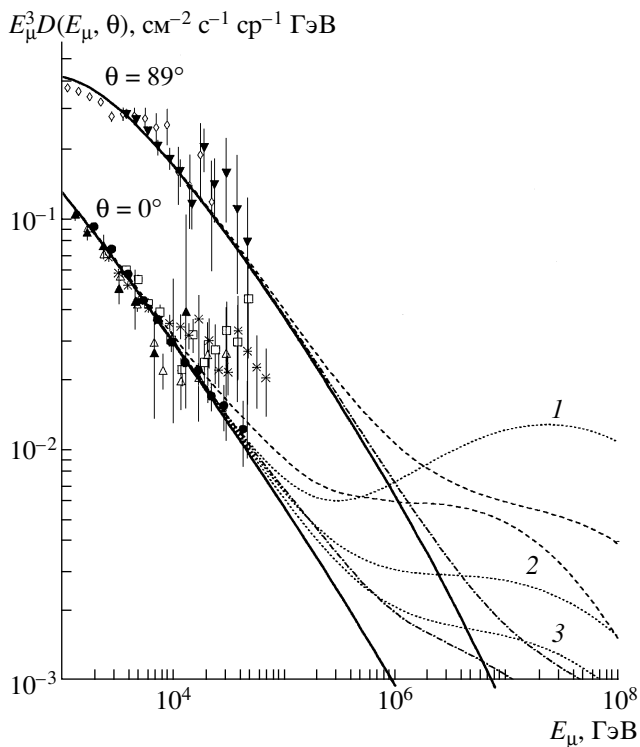
Прямые спектрометрические измерения потока мюонов на наземных установках пока не продвинулись по энергии мюонов выше примерно 20 ТэВ для околоразрывного и 3 ТэВ для вертикального потоков. Статистическая обеспеченность этих измерений недостаточна для извлечения количественной информации о вкладе мюонов от распада чарма – прямых мюонов. Потенциальные возможности подземных экспериментов существенно выше, но здесь имеется естественный предел, обусловленный неопределенностями плотности и химического состава окружающей установку грунта, ограниченным объемом детекторов и др. Уместно поэтому вспомнить такие важные преимущества глубоководных черенковских установок, как высокая степень однородности вещества-поглотителя (вода, лед) и большой детекторный объем, и обсудить перспективы нейтринных телескопов (AMANDA [3], Байкальский НТ [4], NESTOR [5] и др.) в задаче об измерении потока прямых мюонов. Важно выяснить на каких глубинах, при каких пороговых энергиях и под какими зенитными углами следует проводить измерения, чтобы надежно идентифицировать вклад прямых мюонов и, в

идеале, выявить наиболее адекватные модели рождения чарма.

В настоящей работе обсуждаются результаты расчетов потока мюонов высоких энергий ( $E_\mu \geq 1$  ТэВ) на уровне моря и его трансформации на больших глубинах (от 1 до 20 км) в воде. Расчеты дифференциальных сечений рождения чарма во взаимодействиях нуклонов и пионов с легкими ядрами были выполнены в модели кварк-глюонных струн (МКГС) [6], в рекомбинационной кварк-партонной модели (РКПМ) [7] и в модели [8], основанной на теории возмущений КХД с учетом нелидирующих ( $O(\alpha_s^3)$ ) вкладов и использовании непертурбативных функций фрагментации на стадии адронизации [9].

### 2. АТМОСФЕРНЫЕ МЮОНЫ НА УРОВНЕ МОРЯ

Энергетические спектры мюонов от распадов пионов и каонов (в дальнейшем  $\pi$ -,  $K$ -мюоны) рассчитаны для разных зенитных углов  $\theta$  на основе модели ядерного каскада [10], в которую внесены ряд уточнений [2, 11]. Для спектра первичных космических лучей выбрана параметризация, предложенная в работе [12]. Та же самая ядерно-каскадная модель использована для расчета вкладов прямых мюонов в МКГС и РКПМ. Предсказания КХД-модели [8] были получены в менее детальной модели ядерного каскада и лишь для направлений, близких к вертикали. Однако имеющимися различиями можно пренебречь на фоне более существенных неопределенностей, обусловленных известным произволом в выборе параметров КХД-модели, таких, как  $\mu_R$  (энергетической шкалы, задающей ренормированный заряд  $\alpha_s \sim 1/\ln(\mu_R/\Lambda_{\text{QCD}})$ ),  $\mu_F$  (шкалы факторизации, отделяющей пертурбативную динамику от инфракрасной области) и партоновых распределений в нуклоне. Дифференциальные ширины инклюзивных полулептонных распадов  $D$  и  $\Lambda_c$  во



**Рис. 1.** Вертикальные и околоразнональные потоки мюонов на уровне моря. Экспериментальные данные:  $\diamond$  – [13] ( $89^\circ$ ),  $\square$  и  $\nabla$  – [14],  $*$  – [15],  $\bullet$  – [16],  $\blacktriangle$  – [17],  $\triangle$  – [18]. Расчет: сплошные линии –  $\pi$ -,  $K$ -мюоны, остальные – с учетом вклада прямых мюонов в РКПМ (штриховые), МКГС (штрихпунктирные) и в КХД [8] (точечные); цифрами помечены варианты КХД-1, КХД-2 и КХД-3.

всех случаях вычислялись на основе простого метода, предложенного в работе [7].

Результаты расчетов дифференциальных спектров мюонов на уровне моря  $D_\mu(E_\mu, \theta)$  для двух зенитных углов,  $\theta = 0^\circ$  и  $89^\circ$ , представлены на рис. 1 вместе с данными экспериментов [13–18]. Все приведенные данные, за исключением [13] (спектрометр MUTRON), были получены различными методами из обработки результатов подземных экспериментов. Детальное сравнение с экспериментальными данными на уровне моря представлено в работах [2] и [19].

Рекомбинационная кварк-партоновая модель предсказывает сравнительно быстрое изменение показателя спектра мюонов. Обозначим через  $E_\mu^c(\theta)$  энергию, при которой вклады обычных (от распада  $\pi$ ,  $K$ ) и прямых мюонов становятся одинаковыми. Для РКПМ  $E_\mu^c(0^\circ) \approx 150$  ТэВ и  $E_\mu^c(89^\circ) \approx 1$  ПэВ. Согласно КХД-модели [8] вклад прямых мюонов начинает доминировать в полном потоке мюонов при больших энергиях. Конкретные значения  $E_\mu^c(\theta)$  сильно зависят от выбора партоновых

распределений и других модельных параметров. Кривой 1 на рис. 1 отвечает так называемая MRSD-модель партоновых распределений [20] с  $\mu_F = 2\mu_R = 2m_c$ , а кривым 2 и 3 – модель STEQ3 [21] с  $\mu_F = 2\mu_R = 2m_c$  и  $\mu_F = \mu_R = m_c$  соответственно (ниже эти варианты будем обозначать КХД-1, КХД-2, КХД-3). Во всех трех случаях масса  $c$ -кварка,  $m_c$ , принята равной 1.3 ГэВ. Для модели КХД-1 критические энергии  $E_\mu^c(\theta)$  оказываются численно близки к полученным в РКПМ, а для КХД-3 – к предсказаниям МКГС:  $E_\mu^c(0^\circ) \approx 850$  ТэВ,  $E_\mu^c(89^\circ) \approx 5$  ПэВ. Чтобы экспериментально обнаружить различие вариантов КХД-модели для мюонов на уровне моря, необходимо продвинуться до энергий  $E_\mu \geq 100$  ТэВ.

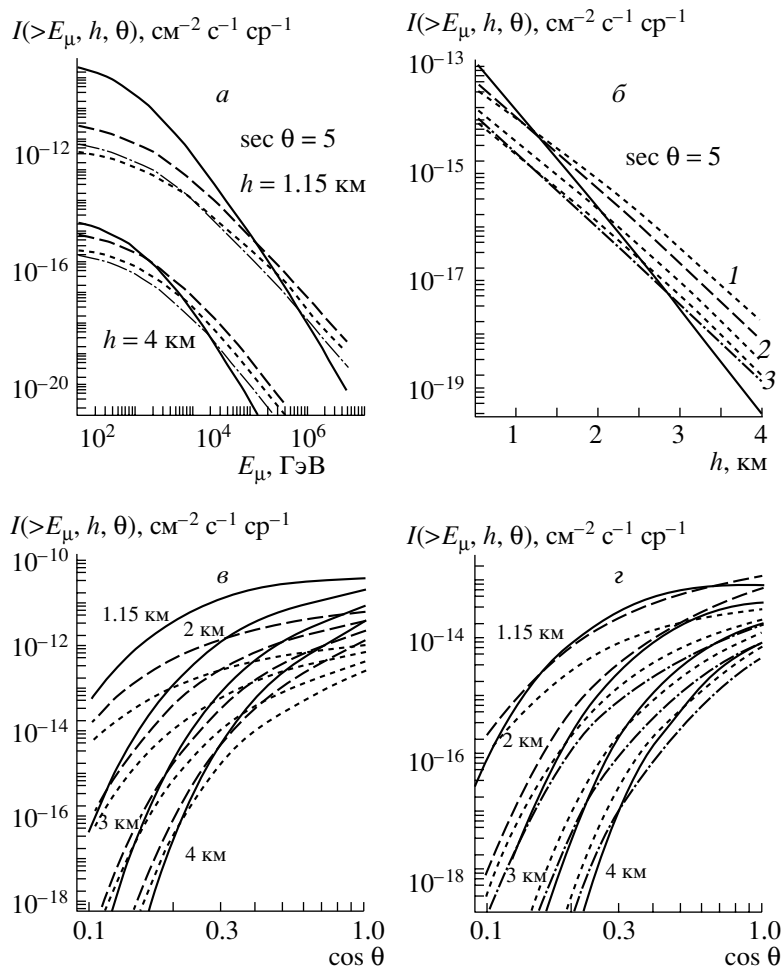
Как видно из рис. 1, при  $E_\mu > 10$ –20 ТэВ ни одна из обсуждаемых моделей не согласуется с данными эксперимента с рентгеноэмульсионными камерами МГУ [14] и подземного детектора Frèjus [15], и, наоборот, ни одна модель не исключается недавними результатами LVD (Гран-Сассо) [16]. Остальные экспериментальные данные, представленные на рис. 1, фактически не добавляют аргументов pro et contra. Эта парадоксальная ситуация ясно демонстрирует необходимость проведения новых экспериментов при существенно более высоких энергиях. Такие эксперименты возможны только на больших глубоководных телескопах.

### 3. СПЕКТРЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЮОНОВ ПОД ВОДОЙ

Для расчета трансформации спектра мюонов на больших глубинах в воде использовался аналитический метод [22], позволяющий для граничного спектра, достаточно быстро убывающего с энергией, приближенно решить кинетическое уравнение с интегралом столкновений, учитывающим реальные энергетические зависимости дифференциальных сечений радиационных потерь (рождение  $e^+e^-$ -пар, тормозное излучение) и фотоядерного взаимодействия мюона. Расчет был проверен сравнением численных результатов со всеми имеющимися данными по кривой поглощения мюонов в грунтах различного состава и в воде [2], а также с данными измерений угловых распределений мюонов на установках НТ-36 [4] и AMANDA-B4 [3] для низких порогов регистрации [23].

На рис. 2 приводятся результаты расчета интегральных спектров  $I_\mu(>E_\mu, h, \theta)$  обычных и прямых мюонов под водой в зависимости от энергии  $E_\mu$  (а), глубины по вертикали  $h$  (б) и  $\cos\theta$  (в, г) при фиксированных значениях остальных переменных. Для КХД-модели на рис. 2а, 2в, 2г выбран вариант КХД-2, а на рис. 2б показаны все три варианта.

Надежной идентификации вклада прямых мюонов можно ожидать при наличии пересечения кривых для прямых и  $\pi$ -,  $K$ -мюонов (число собы-



**Рис. 2.** Потоки мюонов на глубине 1–4 км под водой. Сплошные линии – вклад  $\pi^-$ ,  $K$ -мюонов, остальные – вклады прямых мюонов, вычисленные в РКПМ (штриховые кривые), МКГС (штрихпунктирные) и КХД (точечные): *a* – интегральные энергетические спектры под зенитным углом  $\theta = 78.46^\circ$  ( $\sec \theta = 5$ ), *б* – зависимость потоков мюонов с энергиями  $E_\mu \geq 100$  ТэВ от вертикальной глубины  $h$  при  $\sec \theta = 5$ , *в* – зенитно-угловые распределения при  $E_\mu \geq 10$  ТэВ для глубин  $h = 1.15, 2, 3$  и  $4$  км, *г* – то же при  $E_\mu \geq 100$  ТэВ.

тий удваивается по сравнению с ожидаемым от  $\pi^-$ ,  $K$ -мюонов). Заметим, что кривые, описывающие угловые распределения, могут пересекаться дважды, как в случае РКПМ на глубине  $h = 1.15$  км (рис. 2г). Это происходит, если вклад прямых мюонов на данной глубине превосходит вклад  $\pi^-$ ,  $K$ -мюонов уже на вертикали, и объясняется тем, что фактор углового усиления для  $\pi^-$ ,  $K$ -мюонов на уровне моря значительно выше, чем для прямых мюонов.

Рисунок 2 демонстрирует сильную модельную зависимость координат точек пересечения спектров прямых мюонов и  $\pi^-$ ,  $K$ -мюонов. Например, при  $\sec \theta = 5$  минимальное и максимальное предсказания рассматриваемых моделей для потока прямых мюонов в точках пересечения различаются на три порядка (рис. 2б). Этот факт предоставляет принципиальную возможность экспериментальной проверки моделей рождения чарма и,

в частности, извлечения ограничений на параметры КХД-модели.

При пороге регистрации  $E_\mu \sim 1$  ТэВ на надежную идентификацию прямых мюонов при  $\theta \lesssim 80^\circ$  могут рассчитывать лишь телескопы, расположенные на глубинах 3–4 км (как, например, NESTOR). Увеличение порога на порядок позволило бы (рис. 2в) поставить такую задачу и на подледном телескопе AMANDA ( $h \approx 2$  км), но при больших зенитных углах,  $\theta \gtrsim 85^\circ$ . На установке NESTOR порог  $E_\mu = 10$  ТэВ позволяет перейти к меньшим углам и, следовательно, увеличить статистику, и уменьшить “фон”  $\pi^-$ ,  $K$ -мюонов. Переход к высокому порогу  $E_\mu = 100$  ТэВ (рис. 2б, 2г) дает возможность регистрации прямых мюонов и на Байкальском нейтринном телескопе ( $h = 1.15$  км). При фиксированном значении  $\theta$  энергия  $E_\mu^c(\theta)$ , при которой вклад прямых мюонов удваивает сум-

марный поток, существенно ниже на глубине расположения установки NESTOR, чем на глубине Байкальского нейтринного телескопа – в 35–60 раз для  $\sec \theta = 5$ . Так, модель КХД-2 дает  $E_\mu^c \approx 8$  ТэВ для установки NESTOR и  $E_\mu^c \approx 300$  ТэВ для Байкальского нейтринного телескопа. Тем не менее поток  $I_\mu(>E_\mu^c, h, \theta)$  в последнем случае оказывается почти на порядок выше. Этот пример иллюстрирует более общее утверждение. В будущих экспериментах по регистрации мюонов от распада чарма “малоглубинные” установки ( $h = 1-2$  км) при правильном выборе энергетического порога регистрации ( $E_\mu \sim 100$  ТэВ), диапазона зенитных углов ( $70-80^\circ$ ) и при прочих равных условиях могут иметь определенные преимущества по сравнению с установками, расположенными на больших глубинах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ в рамках программы “Университеты России – фундаментальные исследования”, грант № 2-728.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barwick S., Halzen F., Lowder D. et al. // J. Phys. 1992. V. G18. P. 225. Nellen L., Mannheim K., Biermann P.L. // Phys. Rev. 1993. V. D47. P. 5270. Gaisser T.K., Halzen F., Stanev T. // Phys. Rep. 1995. V. 258. P. 173. Hill G.C. // Astropart. Phys. 1997. V. 6. P. 215.
2. Bugaev E. V., Misaki A., Naumov V. A. et al. // Phys. Rev. 1998. V. D58. P. 054001.
3. Hundertmark S. (AMANDA Collab.) // Proc. of the 26th ICRC. Salt Lake City, Utah. 1999. V. 2. P. 12. Andres E. Askebjerg P., Barwick S.W. et al. (AMANDA Collab.). astro-ph/9906203. Spiering C. (AMANDA Collab.). astro-ph/9906205.
4. Belolaptikov I.A., Bezrukov L.B., Borisovets B.A. et al. (Baikal Collab.) // Astropart. Phys. 1997. V. 7. P. 263.
5. Anassontzis E. et al. (NESTOR Collab.) // Астрофизика и физика микромира. Материалы Байкальской школы по фундамент. физ. (11–17 окт. 1998 г., Иркутск) / Под ред. В.А. Наумова и др. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1998. С. 105. Bottai S. (NESTOR Collab.) // Proc. of the 26th ICRC. Salt Lake City, Utah. 1999. V. 2. P. 456.
6. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1545.
7. Bugaev E.V., Naumov V.A., Sinegovsky S.I., Zaslavskaya E.S. // Nuovo Cimento. 1989. V. C12. P. 41.
8. Pasquali L., Reno M.H., Sarcevic I. // Phys. Rev. 1999. V. D59. P. 034020.
9. Nason P., Dawson S., Ellis R.K. // Nucl. Phys. 1988. V. B303. P. 607; 1989. V. B327. P. 49. Manga-no M.L., Nason P., Ridolfi G. // Nucl. Phys. 1992. V. B373. P. 295. Mangano M.L. Preprint CERN-TH/97-328. Geneva, 1997; hep-ph/9711337.
10. Валл А.Н., Наумов В.А., Синеговский С.И. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1240.
11. Naumov V. A., Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I. // Nuovo Cimento. 1998. V. A111 P. 129.
12. Никольский С.И., Стаменов Й.Н., Ушев С.З. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 18. Никольский С.И. Проблемы физики космических лучей / Под ред. А.Е. Чудакова и др. М.: Наука, 1987. С. 169.
13. Matsuno S., Kajino F., Kawashima Y. et al. // Phys. Rev. 1984. V. D29. P. 1.
14. Зацепин Г.Т., Ильина Н.П., Калмыков Н.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. С. 119.
15. Rhode W. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1994. V. 35. P. 250.
16. Aglietta M., Alpat B., Alyea E.D. et al. (LVD Collab.) // Phys. Rev. 1998. V. D58. P. 092005.
17. Khalchukov F.F. et al. // Proc. 19th ICRC. La Jolla, California. 1985. V. 8. P. 12.
18. Бакатанов В.Н., Новосельцев Ю.Ф., Новосельцева Р.В. и др. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 2107.
19. Синеговская Т.С. // Байкальская молодежная научная школа по фундамент. физ. (13–19 сент. 1999 г., Иркутск). Сб. трудов / Под ред. Ю.Н. Денисюка. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1999. С. 271.
20. Martin A.D., Stirling W.J., Roberts R.G. // Phys. Lett. 1993. V. B306. P. 145.
21. Lai H. et al. (CTEQ Collab.) // Phys. Rev. 1995. V. D51. P. 4763.
22. Naumov V.A., Sinegovsky S.I., Bugaev E.V. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 439.
23. Наумов В.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. // Байкальская молодежная научная школа по фундамент. физ. (13–19 сент. 1999 г., Иркутск). Сб. трудов / Под ред. Ю.Н. Денисюка. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1999. С. 309.

## ON THE POTENTIALITY OF DETECTING MUONS FROM CHARM DECAY WITH DEEP UNDERWATER NEUTRINO TELESCOPES

V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky

Within several charm hadroproduction models the potentiality of measuring the prompt muon flux at the depths of operation of large underwater neutrino telescopes (1–4 км) is shown in experiments with high registration threshold.