

## КРОСС-ЭНЕРГИЯ И АНИЗОТРОПИЯ ПОТОКОВ «ПРЯМЫХ» АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО И МЮОНОВ

*М. Н. Сороковиков*<sup>а, 1</sup>, *А. Д. Морозова*<sup>а, б, 2</sup>,  
*Т. С. Синеговская*<sup>б, 3</sup>, *С. И. Синеговский*<sup>а, б, 4</sup>

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

<sup>с</sup> Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия

В работе выполнен новый расчет «прямой» компоненты атмосферных лептонов — мюонных нейтрино и мюонов — от распадов очарованных частиц. В расчете использована та же модель адронного каскада, что и в расчетах характеристик «обычных» атмосферных нейтрино и мюонов (от распадов  $\pi$ -,  $K$ -мезонов). Сечения рождения очарованных адронов ( $D$ ,  $\Lambda_c^+$ ) в  $pA$ -,  $\pi A$ -соударениях рассчитаны в рамках модели кварк-глюонных струн (МКГС), параметры которой были изменены с учетом данных экспериментов, полученных при высоких энергиях. Построены зенитно-угловые распределения «прямых» мюонов и нейтрино, спектры как усреднены по зенитным углам, так и рассчитаны для отдельных значений зенитных углов. Найдены интервалы кросс-энергии, в которых «прямые» лептоны дают вклад, сопоставимый с потоками ( $\pi, K$ )-мюонов и нейтрино. Показана возможность обнаружения «прямых» нейтрино в эксперименте при энергиях много ниже кросс-энергии — из совместного анализа спектральных характеристик и зенитно-углового усиления двух компонент атмосферных нейтрино — ( $\pi, K$ )-компоненты и ( $D, \Lambda_c^+$ )-нейтрино («прямых»).

We performed a novel calculation of the “prompt” component of the atmospheric leptons — muon neutrinos and muons arising from the decays of charmed particles. The same model of the hadron cascade was used in our calculation as in the calculation of the characteristics of “conventional” atmospheric neutrinos and muons (from the decays of  $\pi$ ,  $K$  mesons). Cross sections of the  $D$ -meson and  $\Lambda_c^+$ -baryon production in  $pA$  and  $\pi A$  collisions were calculated within the quark–gluon string model (QGS) whose parameters considered recent measurements of cross sections of the charmed meson production at high energies. The zenith-angle distributions of the “prompt” muons and neutrinos were obtained — spectra were calculated both for certain zenith angles and for averaging over zenith angles. The regions of cross-energy where contribution of “prompt” leptons is comparable to fluxes of the ( $\pi, K$ )-muons and neutrinos are found. We show a possibility to detect the “prompt” neutrinos in experiments at energies much lower than the cross-energy by use of a combined analysis of the spectral characteristics and zenith-angle enhancement of two components of atmospheric neutrinos — ( $\pi, K$ )-component and ( $D, \Lambda_c^+$ )-neutrino (“prompt”).

PACS: 13.85.–t; 95.85.Ry; 95.55.Vj

---

<sup>1</sup>E-mail: sorokovikov@jinr.ru

<sup>2</sup>E-mail: anniemor@jinr.ru

<sup>3</sup>E-mail: tatiana@api.isu.ru

<sup>4</sup>E-mail: sinegovsky@jinr.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино высоких энергий от распадов мезонов и барионов, рождающихся в адронных взаимодействиях космических лучей с атмосферой Земли, образуют неустрашимый фон в задаче детектирования нейтрино от удаленных астрофизических источников. Расчет энергетического спектра и зенитно-углового распределения атмосферных мюонов и нейтрино как фона актуален для обработки событий, регистрируемых на уже действующих кластерах установки Baikal-GVD [1] — нейтринного телескопа кубокилометрового масштаба, сооружаемого на озере Байкал, в нейтринной обсерватории IceCube [2] на Южном полюсе, а также на воздвигаемом в Средиземном море детекторе KM3NeT [3].

Потоки атмосферных нейтрино включают «мягкую» и «жесткую» компоненты, различающиеся спектром и зенитно-угловым распределением. Анизотропная составляющая (от распадов  $\pi$ -,  $K$ -мезонов) характеризуется более мягким спектром — это «обычные» (conventional) нейтрино. Квазиизотропный поток нейтрино гипотетически формируется при энергиях в сотни ТэВ и выше в результате рождения и распада очарованных адронов ( $D^\pm$ ,  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $\Lambda_c^+$ ), он имеет более жесткий спектр — это «прямые» нейтрино (prompt, PN). Из-за короткого времени жизни ( $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$  с) очарованные частицы распадаются вблизи точки своего рождения, что приводит к уменьшению спектрального индекса PN примерно на единицу, вплоть до энергий 1–10 ПэВ. Несмотря на многолетние усилия, эта компонента атмосферных нейтрино все еще не обнаружена экспериментально.

В эксперименте традиционно «жесткую» компоненту пытаются обнаружить по спектральной характеристике, ориентируясь на область значений кросс-энергии выше тех, которые предсказываются в расчетах. В настоящей работе мы покажем перспективную возможность поиска «прямых» лептонов, опираясь на совместный анализ спектральных характеристик и зенитно-углового усиления атмосферных лептонов. Последовательность анализа такова:

1) расчет сечений рождения очарованных частиц в адрон-ядерных соударениях в рамках обновленной версии модели кварк-глюонных струн [4–6] (ниже — МКГС, или QGSM); параметры модели были изменены с учетом данных экспериментов при высоких энергиях [7]. При пересчете сечений чарма на ядро ( $d\sigma_{hA}/dx = A^\alpha d\sigma_{hp}/dx$ ) использовалась параметризация  $\alpha(x) = 1 - 0,5x$  — авторы МКГС подчеркивают [4], что в модели показатель степени  $\alpha$  является функцией фейнмановской переменной  $x$ :  $\alpha \approx 1$  при  $x \rightarrow 0$  и монотонно падает с ростом  $x$  ( $\alpha \approx 0,5$  при  $x \rightarrow 1$ );

2) расчет дифференциальных и интегральных спектров (для отдельных значений зенитного угла, а также усредненных по этому углу); расчет зенитно-углового усиления как функции энергии для «обычной» компоненты мюонов и нейтрино (от распадов  $\pi$ -,  $K$ -мезонов);

3) расчет основных характеристик «прямых» атмосферных лептонов (мюонных нейтрино и мюонов от распадов очарованных частиц) с использованием той же модели адронного каскада, что и для расчетов характеристик «обычных» атмосферных нейтрино и мюонов (эффективность модели каскада была подтверждена сравнением расчета с данными эксперимента [8–18]), с применением параметризации спектра космических лучей Хилласа–Гайссера (НЗа) [19] (см. также [20]) — версия со смешанным составом для внегалактической компоненты. Другой вариант, предла-

гаемый Т. Гайссером, — чисто протонный состав от этих источников (обозначают как НЗр);

4) вычисление энергии, вблизи которой поток «прямых» нейтрино становится сравнимым по величине с потоком  $(\pi, K)$ -нейтрино (кросс-энергия); предложение оптимальной схемы обнаружения вклада «прямой» компоненты на основе анализа рассчитанных характеристик; ожидается, что эти характеристики будут полезными для схемы обработки данных, позволяющей восстановить спектрально-угловое усиление и обнаружить превышение сигнала над ожидаемым от атмосферных  $(\pi, K)$ -нейтрино.

Вклад астрофизических нейтрино в данной работе не обсуждается.

## 1. СПЕКТРЫ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО И МЮОНОВ ОТ $(\pi, K)$ -РАСПАДОВ

В данной работе используется расчет энергетических спектров и зенитно-угловых распределений атмосферных мюонов и мюонных нейтрино до энергий 100 ПэВ для «обычных» источников лептонов ( $(\pi, K)$ -распады) [14–18]. Расчет был выполнен на основе разработанного ранее метода решения уравнений атмосферного адронного каскада при высоких энергиях (метод  $Z(E, h)$ -функций) [8–14]) для моделей адрон-ядерных взаимодействий QGSJET II-03 [21–23] и модели Кимеля–Мохова (KM) [24–26] с использованием параметризации спектра космических лучей НЗа [19]. Метод позволяет учесть нестепенной характер первичного спектра космических лучей, рост с энергией полных неупругих сечений адрон-ядерных столкновений и нарушение скейлинга инклюзивных сечений рождения частиц.

Хочется сказать несколько слов о модели Хилласа–Гайссера НЗа [19] спектра космических лучей. Т. К. Гайссер (вслед за А. М. Хилласом [20]) рассматривает три звездные популяции источников: 1) остатки сверхновых в Галактике (магнитные жесткости до  $4 \cdot 10^{15}$  В); 2) галактическую компоненту неизвестной природы ( $3 \cdot 10^{16}$  В); 3) внегалактические источники ( $2 \cdot 10^{18}$  В). Каждая из трех популяций ускоряет пять групп ядер ( $p$ , He, CNO, Mg–Si, Mn–Fe), спектр которых обрезается на характерной жесткости. В наших расчетах мы используем вариант со смешанным составом третьей популяции (НЗа). Второй вариант — чисто протонный состав космических лучей от этих источников (НЗр). Параметризация НЗа встроена в пакет CORSIKA — основной инструмент для моделирования широких атмосферных ливней — и успешно используется на протяжении 10 лет разными группами исследователей адронного каскада в атмосфере и генерации потоков лептонов. Таким образом, НЗа является своеобразным стандартом в настоящее время. В данной работе использование этой модели оправдано также тем, что в работах, с результатами которых мы приводим сравнение на рис. 1, использована эта же модель спектра. Модель KM и модель кварк-глюонных струн со струями QGSJET II-03 давно используются в наших расчетах. Предсказания потока нейтрино с их использованием оказались [14–18] близкими и хорошо согласующимися с экспериментальными данными, в том числе и с новыми измерениями IceCube [27] и ANTARES [28, 29]. Дифференциальные и интегральные спектры, а также другие характеристики атмосферных  $(\pi, K)$ -нейтрино и мюонов показаны на рисунках ниже вместе с результатами расчета характеристик «прямых» лептонов. Уже несколько лет как на смену

QGSJET II-03 пришла новая версия QGSJET II-04, однако для области энергий до 100 ПэВ их различие несущественно.

Для инвариантных инклюзивных сечений в модели КМ мы приняли за основу полуэмпирические формулы Кимеля–Мохова [24–26]. Свободные параметры в этих формулах были получены [8, 9] фитированием всех доступных на тот момент данных о взаимодействиях нуклонов с различными ядерными мишенями. Инклюзивные сечения при  $E_{\text{kin}} \geq 100$  ГэВ удовлетворяют фейнмановскому скейлингу (за исключением узкой дифракционной области для реакции  $pA \rightarrow pX$ ), т. е. модель КМ применима при любых энергиях.

## 2. МОДЕЛИ РОЖДЕНИЯ «ПРЯМЫХ» АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО

Основной расчет сечений рождения очарованных частиц был выполнен в рамках модели кварк-глюонных струн (МКГС, или QGSM) [4–6]. QGSM представляет собой непertурбативный подход, описывающий мягкие адронные процессы. Модель, основанная на теории Редже и топологическом разложении амплитуд (разложении по степени сложности диаграмм), имеет небольшое число свободных параметров и успешно применяется для описания процессов рождения нуклонов и мезонов в адрон-ядерных столкновениях в широком диапазоне энергий.

Новые экспериментальные данные по сечениям рождения очарованных мезонов при высоких энергиях, в том числе измерения на Большом адронном коллайдере, позволили уточнить значения свободных параметров QGSM и рассчитать дифференциальные и полные сечения рождения  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c^+$ -гиперонов в  $pA$ - и  $\pi A$ -соударениях [7]. Для расчета сечений рождения чарма существенную роль играет интерсепт  $c\bar{c}$ -траектории Редже  $\alpha_\psi(0)$ . В настоящее время экспериментально неизвестно точное значение интерсепта и приходится использовать два значения, которые отвечают двум крайним значениям интерсепта  $c\bar{c}$ -траектории:  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  (линейная траектория) и  $\alpha_\psi(0) = 0$  (нелинейная траектория). Различие между лидирующей и нелидирующей фрагментациями учитывается параметром  $a_1$ , который обеспечивает усиление фрагментации валентных кварков. Нет явных аргументов для выбора значения и этого параметра, и разные авторы используют различные значения, среди которых выделяются два крайних:  $a_1 = 30$  [4] и  $a_1 = 2$  [30].

Однако для выбора значения  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  все же имеются некоторые теоретические и экспериментальные доводы. Нелинейная траектория Редже и интерсепт  $\alpha_\psi(0) = 0$  получены из расчетов в рамках теории возмущений (ТВ) КХД, но надежность расчетов в первых порядках ТВ для сравнительно небольших передач энергии невысока. Экспериментальные данные о рождении очарованных частиц последних лет указывают на предпочтительность значения  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  (которое учитывает эффекты за рамками теории возмущений) и отвечают вкладу линейной траектории.

Ясно, что мягкие процессы доминируют в адронных каскадах, генерируемых космическими лучами в земной атмосфере, поэтому ТВ КХД применима только для сравнительно редких процессов с большими передачами энергии-импульса. Поэтому ее использование для любых передач энергии приведет только к завышению выхода очарованных частиц и, следовательно, к слишком высокой интенсивности потока «прямых» лептонов. Полного точного расчета, учитывающего корректно вклады мягких и жестких процессов, мы пока не имеем. Поэтому вполне естественно выбрать

модель расчета с параметром  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ , обеспечивающего минимальный поток «прямых» лептонов. Такой расчет можно назвать оценкой потока снизу, а расчет для  $\alpha_\psi(0) = 0$  — оценкой сверху. Поэтому в нашей модели имеется, по сути, один неопределенный параметр —  $a_1$ , и мы будем в основных расчетах говорить только о неопределенности, связанной с этим параметром. Неопределенность, вносимая в потоки «прямых» лептонов параметром  $a_1$ , составляет  $\sim 10\text{--}20\%$  — кривую такого расчета рисуем жирной линией (рис. 2–5), нижняя граница кривой соответствует значению  $a_1 = 2$ , верхняя —  $a_1 = 30$ . Потоки «прямых» атмосферных лептонов были рассчитаны в диапазоне энергий 1 ТэВ–100 ПэВ.

Результат расчета дифференциального спектра «прямых» нейтрино для модели QGSM, полученного для параметров  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $\alpha_\psi(0) = 0$  и  $a_1 = 2$ , показан на рис. 1 (широкая полоса) вместе со спектрами  $(\pi, K)$ -нейтрино (conventional). Для визуального сравнения здесь же представлены спектры, рассчитанные другими авторами в рамках иных вычислительных схем и с другими моделями рождения чарма: SIBYLL 2.3c [31], BEJKRSS [32], GRRST [33], PROSA [34, 35], но для одной и той же модели спектра космических лучей H3a [19]. Наш расчет практически поглощает результат КХД-модели GRRST в широкой области энергий и пересекается с потоком другой КХД-модели BEJKRSS начиная с энергии  $\sim 1$  ПэВ.

Максимальный поток «прямых» нейтрино дает модель SIBYLL 2.3c: верхняя граница нашего расчета оказывается в 1,5 раза ниже при энергиях до  $\sim 1$  ПэВ, а при более высоких энергиях различия достигают  $\sim 2,5$  раз. Кривая расчета модели PROSA при энергиях до 3 ПэВ проходит вблизи верхней границы кривой расчета QGSM, а затем немонотонно растет относительно QGSM: максимальное отличие от верхней границы широкой полосы нашего расчета составляет 40% при энергии 2 ПэВ.

Расчет «прямых» нейтрино в QGSM выполнен для той же модели адронного каскада, что и  $(\pi, K)$ -нейтрино: KM + H3a. На рис. 1, 2, а видны значения кросс-энергии — энергии, вблизи которой потоки «прямых» нейтрино становятся сопоставимыми по

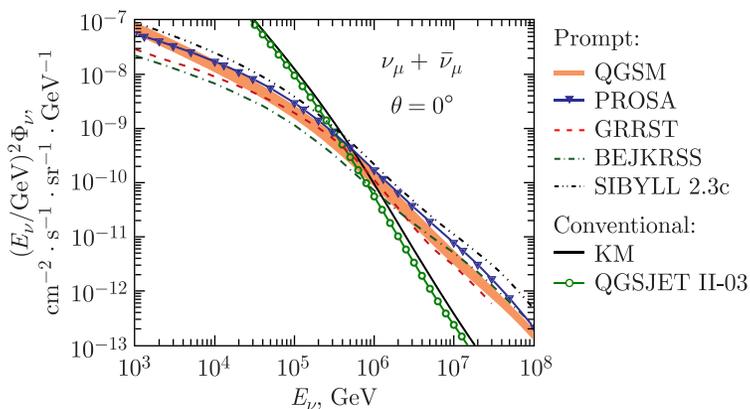


Рис. 1. Дифференциальные спектры атмосферных нейтрино вблизи вертикали. Отдельно показаны спектр «прямых» мюонных нейтрино в модели QGSM (широкая полоса) и спектры  $(\pi, K)$ -нейтрино для двух моделей  $hA$ -взаимодействий — Кимеля–Мохова (KM) и QGSJET II-03. Для сравнения приведены результаты, полученные другими авторами, для других моделей рождения очарованных частиц (кривые вдоль полосы). Все расчеты (включая расчеты других авторов) выполнены для спектра космических лучей Хилласа–Гайссера (H3a)

величине с потоками ( $\pi, K$ )-нейтрино. Эта характеристика является полезной (но не единственной!) меткой, позволяющей в эксперименте обнаружить превышение сигнала над ожидаемым от атмосферных ( $\pi, K$ )-нейтрино. Значения кросс-энергии представленных моделей чарма (QGSM и расчеты других авторов) заметно различаются для разных моделей адронного каскада: 250–800 ТэВ (QGSJET II-03) и 400 ТэВ–1,3 ПэВ (KM).

### 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОВ «ПРЯМЫХ» АТМОСФЕРНЫХ ЛЕПТОНОВ

Расчеты дифференциальных и интегральных спектров атмосферных нейтрино и мюонов представлены на рис. 2–5. «Прямые» нейтрино и мюоны — расчет настоящей работы для QGSM (с параметром  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ), полученный для спектра вторичных нуклонов, рассчитанных в модели KM (жирная линия). Спектры ( $\pi, K$ )-нейтрино представлены расчетом [14, 15, 17, 18] для двух моделей адронных взаимодействий (моделей адронного каскада) — KM [24–26] и QGSJET II-03 [21–23], спектры ( $\pi, K$ )-мюонов (также для моделей KM и QGSJET II-03) взяты из работ [15, 16]. Модели адронных взаимодействий оказывают более существенное влияние на потоки «обычных» нейтрино: поток в модели KM больше потока QGSJET II-03 (отличия достигают  $\sim 50\%$ , см. рис. 2, а). Зависимость потока «прямых» нейтрино от каскада малозаметна: расчет для модели KM меньше расчета в QGSJET II-03 не более чем на 10%, поэтому в работе представлены потоки «прямых» лептонов, рассчитанные только для модели адронных взаимодействий KM.

На рис. 2 показано сравнение дифференциальных потоков «прямых» лептонов в QGSM (жирная линия) с потоками ( $\pi, K$ )-лептонов, полученных для вертикального направления с применением модели космических лучей Н3а. Значения кросс-энергии нейтрино с учетом полосы неопределенности: 550–675 ТэВ (QGSJET II-03) и 0,95–1,15 ПэВ (KM); мюонов: 2,5–3,5 ПэВ (QGSJET II-03) и 6–8 ПэВ (KM).

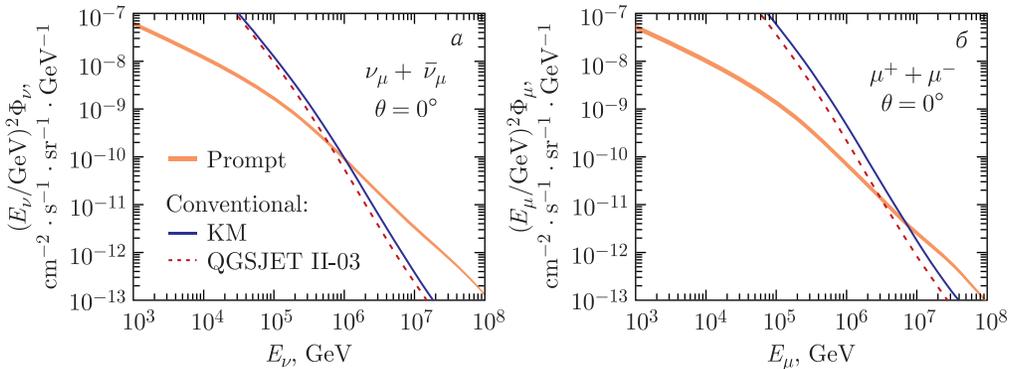


Рис. 2. Дифференциальные потоки «прямых» и ( $\pi, K$ )-нейтрино (а) и мюонов (б), рассчитанные для вертикального направления. Спектры ( $\pi, K$ )-лептонов рассчитаны для двух моделей адронных взаимодействий — KM (сплошная) и QGSJET II-03 (штриховая). Спектр «прямых» нейтрино (жирная линия) — расчет настоящей работы, выполненный с использованием QGSM с параметром  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  для сечений рождения чарма и модели KM для адронного каскада в атмосфере. В качестве модели КЛ используется параметризация Н3а

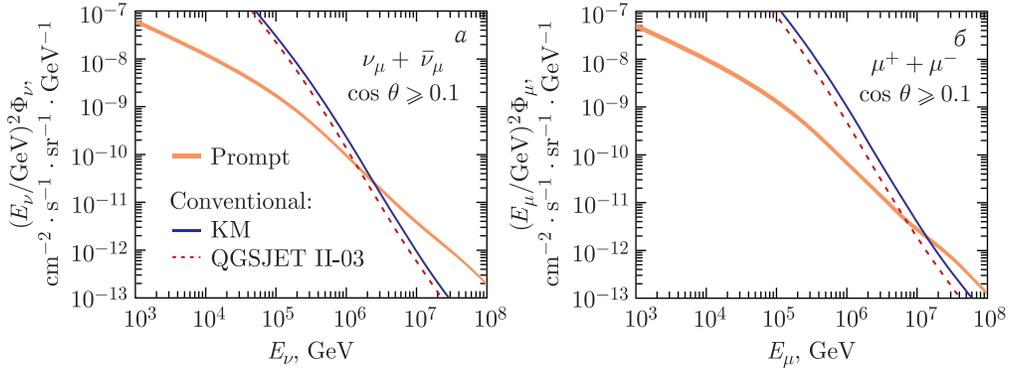


Рис. 3. Дифференциальные потоки атмосферных лептонов, усредненные по зенитному углу в интервале  $0,1 \leq \cos \theta \leq 1$ . Обозначения те же, что на рис. 2

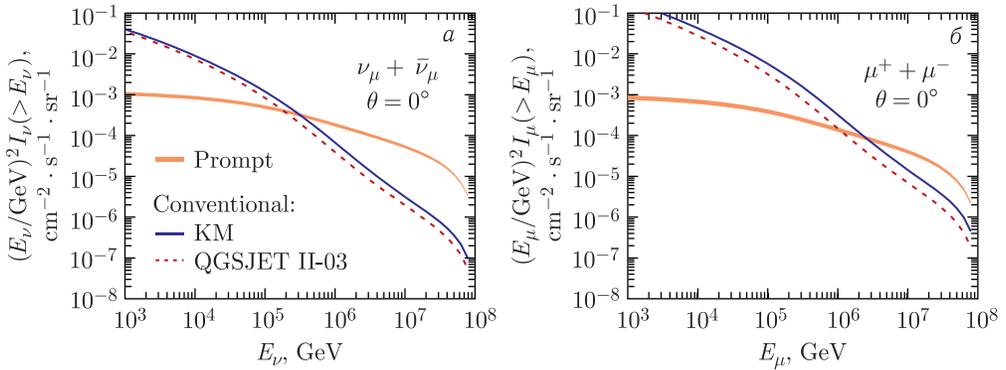


Рис. 4. Интегральные спектры лептонов вблизи вертикали. Обозначения те же, что на рис. 2

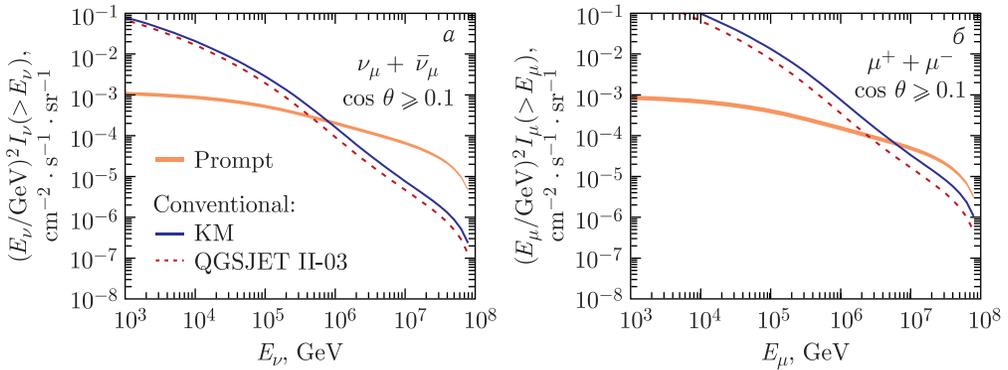


Рис. 5. Интегральные спектры нейтрино (а) и мюонов (б), усредненные по зенитному углу в интервале  $0,1 \leq \cos \theta \leq 1$ . Обозначения те же, что на рис. 2

Дифференциальные спектры атмосферных лептонов, усредненные по зенитному углу, показаны на рис.3. Усреднение по зенитному углу приводит к разным изменениям спектров ( $\pi$ ,  $K$ )-нейтрино и «прямых» нейтрино (в сравнении с потоками на вертикали) из-за различающейся угловой зависимости этих компонент. Слабая анизотропия «прямых» нейтрино дает сравнительно небольшое увеличение потока, и

только при высоких энергиях, начиная с нескольких ПэВ. Так, при энергии 10 ПэВ поток увеличивается на 10%, а при 100 ПэВ — уже на 40%. Сильная анизотропия «обычных» нейтрино приводит к заметному увеличению их потоков во всем диапазоне энергий, например, в диапазоне 10 ТэВ–100 ПэВ поток усиливается в 2,2–2,4 раза.

Как результат, кросс-энергия усредненных по зенитному углу потоков двух компонент атмосферных нейтрино смещается в сторону больших значений энергии — 1,3–1,6 ПэВ (QGSJET II-03) и 2,2–2,7 ПэВ (KM), вырастая в  $\sim 2,5$  раза по сравнению с потоками вертикального направления. Аналогичный сдвиг наблюдается и для мюонов, что приводит к росту их кросс-энергии до значений 6–8 ПэВ (QGSJET II-03) и 13–16 ПэВ (KM). Усредненный по углу поток атмосферных лептонов как инструмент выделения «прямой» компоненты требует регистрации событий при высоких энергиях. Из-за быстрого падения интенсивности потока лептонов при высоких энергиях этот способ потребует большей статистики событий на нейтринных телескопах по сравнению со случаем вертикального потока и, следовательно, будет менее эффективен.

Интегральные спектры «прямых» и «обычных» лептонов, усредненные по зенитному углу  $\theta$  в интервале  $0,1 \leq \cos \theta \leq 1$ , показаны на рис. 5. Как и на рис. 4, наблюдается более плоский (жесткий) спектр потоков. Отметим характерное влияние интегрирования по энергии и усреднения по зенитному углу на «прямую» и  $(\pi, K)$  компоненты. Интеграл по энергии сильнее сказывается на «прямых» лептонах, которые имеют более жесткий дифференциальный спектр. Из-за отличающейся угловой зависимости две компоненты дают разный результат и при усреднении по зенитному углу. Слабая угловая зависимость «прямых» лептонов приводит при усреднении к большей интенсивности потока только при высоких энергиях:  $E > 1$  ПэВ, напротив, для анизотропных спектров  $(\pi, K)$ -лептонов усреднение приводит к возрастанию потока при всех рассмотренных энергиях. Суммарное влияние двух эффектов приводит к уменьшению кросс-энергии на  $\sim 15\%$  по сравнению с дифференциальным потоком вблизи вертикали. Таким образом, интеграл по энергии вносит больший вклад в увеличение интенсивности «прямых» лептонов, чем усреднение по зенитному углу в усилении  $(\pi, K)$ -компоненты. Для нейтрино значения кросс-энергии равны 400–500 ТэВ (QGSJET II-03) и 720–880 ТэВ (KM), для мюонов они составляют 2,1–2,8 ПэВ и 5,1–7,0 ПэВ для моделей QGSJET II-03 и KM соответственно.

На рис. 6, 7 представлено отношение спектров лептонов как функции энергии для двух крайних значений зенитного угла — вблизи горизонтали ( $\cos \theta = 0,1$ ) и вертикали ( $\cos \theta = 1,0$ ). Назовем эту характеристику спектральным зенитно-угловым усилением потока атмосферных лептонов или, для краткости, степенью анизотропии (эту характеристику можно вычислить для любого угла  $\theta$ ). Верхняя панель каждого из этих рисунков представляет три варианта расчета —  $(\pi, K)$ -лептонов, «прямых» лептонов и их суммарного спектра. Нижняя панель рисунков — расчет  $(\pi, K)$ -лептонов: здесь приведена растянутая верхняя часть вертикальной оси, чтобы детальнее показать область высоких энергий. Для краткости будем обозначать степень анизотропии суммарного спектра, в котором  $(\pi, K)$ -компонента лептонов рассчитана в рамках QGSJET II-03 как QGSJET II-03 + QGSM и аналогично KM + QGSM для модели KM. Для расчета углового усиления «прямых» лептонов мы используем модель KM + H3a адронного каскада в атмосфере и сечения рождения чарма QGSM, рассчитанные при значениях параметров  $\alpha_{\psi}(0) = -2,2$  и  $a_1 = 2$ .

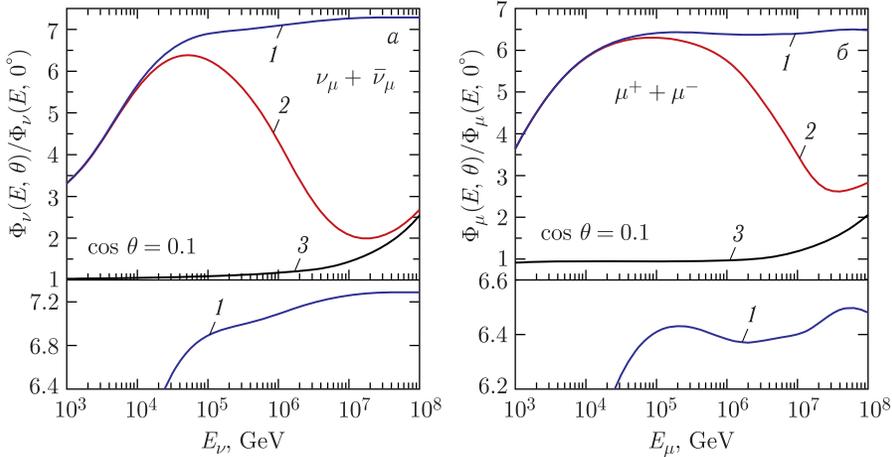


Рис. 6. Спектральное зенитно-угловое усиление дифференциальных потоков атмосферных нейтрино (а) и мюонов (б), рассчитанное для зенитного угла  $\theta \approx 84,3^\circ$  ( $\cos \theta = 0,1$ ): 1 –  $(\pi, K)$ -лептоны (КМ); 2 – суммарный спектр КМ + QGSM; 3 – «прямые» лептоны (QGSM). Панели внизу –  $(\pi, K)$ -лептоны с лучшим разрешением

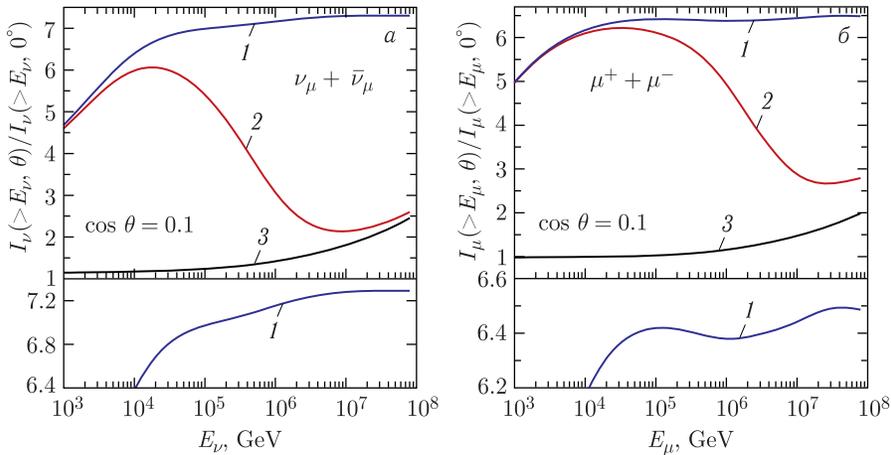


Рис. 7. Зенитно-угловое усиление интегральных спектров атмосферных нейтрино (а) и мюонов (б), рассчитанное для зенитного угла  $\theta \approx 84,3^\circ$  ( $\cos \theta = 0,1$ ). Обозначения те же, что на рис. 6

Рис. 6, 7 подтверждают ожидания: при энергиях ниже 1 ПэВ поток «прямых» лептонов является практически изотропным. Анизотропия  $(\pi, K)$ -лептонов имеет характерный вид, отражающий последовательное «включение» и насыщение источников мюонов и нейтрино (особенно выразительное для мюонов). Выше 10 ТэВ степень анизотропии  $(\pi, K)$ -лептонов слабо зависит от энергии, однако кривые имеют структуру (немонотонные), отражающую с ростом энергии смену доминирующих источников — от вкладов двухчастичных распадов заряженных пионов и каонов к трехчастичным полулептоным распадам заряженных и нейтральных каонов, включая распад  $K_S^0$ , и последующее затем насыщение — подавление интенсивности распадов растущим лоренц-фактором. Это приводит к широкому распределению с «горбами»; 2-й

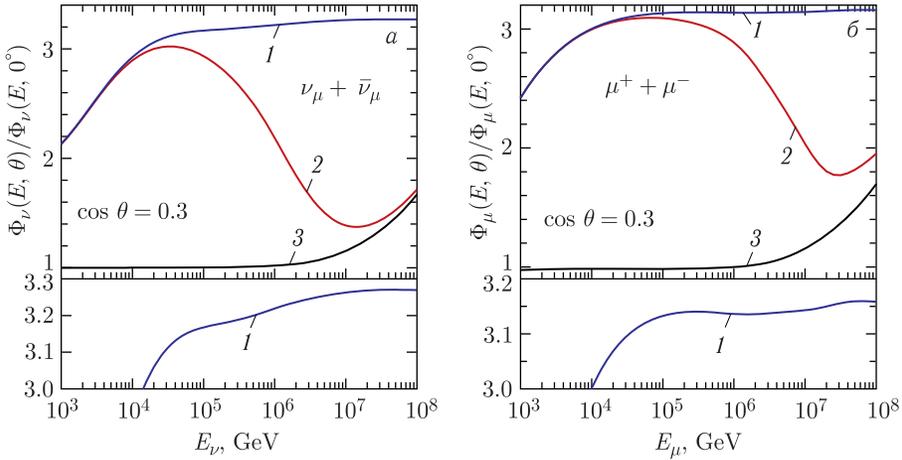


Рис. 8. Спектральное зенитно-угловое усиление дифференциальных потоков атмосферных нейтрино (а) и мюонов (б), рассчитанное для зенитного угла  $\theta \approx 72,5^\circ$  ( $\cos \theta = 0,3$ ). Обозначения те же, что и на рис. 6

горб (мюоны) как раз отвечает редкому ( $\Gamma_i/\Gamma \simeq 4 \cdot 10^{-4}$ ) полулептонному распаду короткоживущего нейтрального каона  $K_S$  (время жизни  $0,9 \cdot 10^{-10}$  с). Предположительно этот источник перекрывается с вкладом «прямых» лептонов.

Для «прямых» лептонов картина анизотропии резко отличается от ( $\pi, K$ )-лептонов во всем интервале энергий. Еще более выразительной картина становится для интегральных спектров (рис. 7). Наблюдаемое свойство может быть положено в основу метода измерения потоков «прямых» атмосферных лептонов. Подробнее остановимся на этом в заключительной части статьи.

Угловое усиление атмосферных лептонов для зенитного угла  $\theta \approx 72,5^\circ$  показано на рис. 8. С уменьшением зенитного угла наблюдается естественное уменьшение анизотропии потоков (ср. с расчетом для  $\theta \approx 84,3^\circ$  (рис. 6)). Интерес представляет различие степени анизотропии ( $\pi, K$ )-лептонов и суммарного потока — ( $\pi, K$ )-лептоны + «прямые» лептоны, рассчитанных для двух значений зенитного угла. На примере нейтрино видим, что при энергиях  $10^4$ – $10^6$  ГэВ зенитно-угловое усиление суммарного потока для зенитного угла  $\theta \approx 84,3^\circ$  заметно меньше усиления ( $\pi, K$ )-нейтрино и отличия растут монотонно в зависимости от энергии — от 0 до 40% (для угла  $\theta \approx 72,5^\circ$  отличия достигают 30%). При энергии 100 ТэВ эти различия мало отличаются для двух значений зенитного угла: усиление для суммарного спектра меньше усиления для спектра ( $\pi, K$ )-нейтрино на  $\sim 10\%$ .

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА И ВЫВОДЫ

Усреднение дифференциальных спектров атмосферных лептонов по зенитному углу (см. рис. 3) приводит к разным изменениям спектров «прямой» и ( $\pi, K$ ) компонент по сравнению с вертикальными потоками. Для усредненного потока атмосферных лептонов кросс-энергия значительно выше кросс-энергии околоразвертикального потока — до  $\sim 2,5$  ПэВ для нейтрино (модель КМ). Таким образом, выделение «прямой» компоненты требует регистрации событий при более высоких энергиях и, следова-

тельно, не имеет преимущества дифференциального спектра вблизи определенного направления.

Большим потенциалом обладают интегральные спектры (мы оставляем в стороне возможности экспериментаторов восстановить такой спектр на основе зарегистрированных событий в ограниченном интервале энергий). Интегрирование по энергии приводит к более жесткому спектру, причем к более жесткому для «прямых» лептонов (см. рис. 4). Этот эффект (зависящий, разумеется, от зенитного угла) приводит к наименьшей кросс-энергии среди четырех вариантов спектра: 150–200 ТэВ (QGSJET II-03) и 300–350 ТэВ (KM) (нейтрино); 1–1,25 ПэВ (QGSJET II-03) и 2,25–3 ПэВ (KM) (мюоны). Поэтому интегральный спектр вблизи вертикали формально предпочтительней других вариантов спектров в задаче выделения «прямой» компоненты атмосферных лептонов из экспериментальных данных. Усреднение по зенитному углу интегральных спектров (см. рис. 5) приводит к уменьшению кросс-энергии на  $\sim 15\%$  по сравнению с дифференциальным спектром вблизи вертикали.

Перспективный метод — спектральное зенитно-угловое усиление спектров атмосферных лептонов (степень анизотропии) (см. рис. 6–8). Наличие квазиизотропной примеси «прямых» лептонов в суммарном спектре приводит к заметному падению зенитно-углового усиления суммарного спектра по сравнению с  $(\pi, K)$ -лептонами. Причем происходит это при энергиях, в разы меньших, чем кросс-энергия дифференциальных и интегральных спектров. Например, для нейтрино начиная уже с 10 ТэВ усиление дифференциального суммарного потока уменьшается: при энергии 100 ТэВ это ослабление на  $\sim 10\%$ , а при 1 ПэВ — уже около 40%. Заметим, что важно не только количественное различие степени анизотропии  $(\pi, K)$ -нейтрино и суммарного спектра. Максимум углового усиления дифференциального суммарного спектра приходится при энергии около 50 ТэВ — в  $\sim 10$ –20 раз ниже кросс-энергий соответствующего дифференциального потока (рис. 2, а). После максимума степень анизотропии спадает на протяжении широкого интервала энергий (до десятков ПэВ) — такое характерное поведение может оказаться перспективным инструментом для экспериментального поиска нейтрино «прямой» генерации.

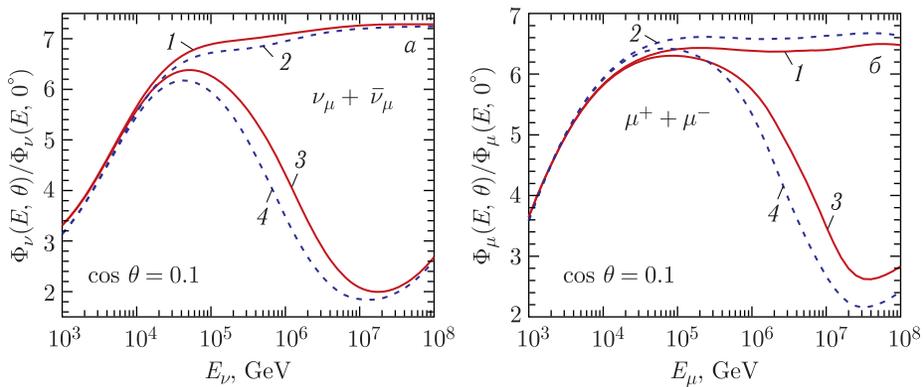


Рис. 9. Влияние модели адронного каскада на угловое усиление дифференциальных потоков атмосферных нейтрино (а) и мюонов (б), рассчитанное для зенитного угла  $\theta \approx 84,3^\circ$  ( $\cos \theta = 0,1$ ): 1 —  $(\pi, K)$ -лептоны в модели KM; 2 —  $(\pi, K)$ -лептоны в модели QGSJET II-03; 3(4) — суммарный спектр KM (QGSJET II-03) + QGSM

Еще одно преимущество степени анизотропии по сравнению со спектрами лептонов — это меньшая зависимость потока  $(\pi, K)$ -лептонов и суммарного потока атмосферных лептонов от модели адрон-ядерных взаимодействий (рис. 9). Различия спектрального углового усиления «обычных» нейтрино (и мюонов) для двух  $hA$ -моделей — КМ и QGSJET II-03 — не превышают 5%, тогда как дифференциальные  $(\pi, K)$ -потоки вблизи вертикали для этих моделей отличаются на 10–50% (нейтрино) и 30–60% (мюоны). Можно отметить и небольшое влияние  $hA$ -моделей на различие в степени анизотропии между суммарным спектром и  $(\pi, K)$ -лептонами: для модели QGSJET II-03 оно систематически больше, чем для модели КМ. В случае усиления нейтрино в диапазоне энергий  $10^4$ – $10^6$  ГэВ суммарный спектр в QGSJET II-03 меньше  $(\pi, K)$ -компоненты в этой же модели на 0–50% (монотонное увеличение с ростом энергии), а для модели КМ аналогичные различия не превышают 40%. Подобный эффект наблюдается и для мюонов, однако в этом интервале энергий он менее заметен: для модели QGSJET II-03 отличия не превышают 20%, а для модели КМ максимальное различие  $\sim 10\%$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен новый расчет «прямой» компоненты атмосферных лептонов — мюонных нейтрино и мюонов — от распадов очарованных частиц. Сечения рождения очарованных адронов ( $D, \Lambda_c^+$ ) в  $NN$ -,  $\pi N$ -соударениях рассчитаны в рамках модели кварк-глюонных струн, параметры которой были изменены с учетом данных экспериментов, полученных при высоких энергиях. Приведено сравнение рассчитанных потоков «прямых» нейтрино с результатами других авторов, полученными в рамках других вычислительных схем и с использованием других моделей рождения чарма.

Расчет «прямых» лептонов выполнен нами в рамках той же модели адронного каскада, что и расчет характеристик атмосферных  $(\pi, K)$ -нейтрино и мюонов; более аккуратно сделан пересчет сечений рождения чарма в  $NN$ -взаимодействиях на  $NA$ -взаимодействия — для фактора пересчета  $A^{\alpha(x)}$  использована новая параметризация функции  $\alpha(x)$ .

Дифференциальные и интегральные потоки «прямых» мюонов и нейтрино, рассчитанные для отдельных зенитных углов, также были усреднены по зенитным углам. Найдены интервалы энергий, в которых «прямые» нейтрино и мюоны дают вклад в потоки, сопоставимый с вкладом  $(\pi, K)$ -нейтрино и мюонов. Диапазон кросс-энергий довольно широк для моделей, используемых в расчетах: дифференциальные спектры нейтрино — от  $\sim 500$  ТэВ (QGSJET II-03) до  $\sim 1,2$  ПэВ (КМ), спектры мюонов — от 2,5–3,5 ПэВ (QGSJET II-03) до 6–8 ПэВ (КМ). Для интегральных спектров нейтрино и мюонов цифры и вовсе оптимистические: нейтрино — 150–200 ТэВ (QGSJET II-03) и 300–350 ТэВ (КМ), мюоны — 1,0–1,25 ПэВ (QGSJET II-03) и 2,25–3,0 ПэВ (КМ). С точки зрения этого анализа модель QGSJET II-03 можно считать практически закрытой данными IceCube: довольно низкие дифференциальные потоки  $(\pi, K)$ -нейтрино, предсказанные для этой модели, приводят к более раннему пересечению с кривыми спектров «прямых» нейтрино и, следовательно, к низким значениям кросс-энергии для нейтрино: 550–675 ТэВ против 0,95–1,15 ПэВ для модели КМ. Однако для мюонов картина прямо противоположная.

В работе показана перспективная возможность обнаружить «прямые» нейтрино в эксперименте при энергиях, много ниже кросс-энергии, опираясь на совместный ана-

лиз спектральных характеристик и зенитно-углового усиления  $(\pi, K)$ -компоненты и суммарного потока  $(\pi, K) + (D, A_c)$ -нейтрино («прямые») (или  $KM + QGSM$ ). Такую характеристику мы назвали спектральным зенитно-угловым усилением, или степенью анизотропии потока. Она интересна тем, что очень чувствительна, как показал анализ, к дополнительным, даже малым, вкладам новых источников нейтрино, слабо зависящих от зенитного угла, таким, прежде всего, как «прямые» нейтрино (также нельзя исключать астрофизические нейтрино).

Новый анализ позволил увидеть интересное поведение степени анизотропии потока нейтрино с ростом энергии. В области энергий, заметно меньших кросс-энергии дифференциальных и интегральных спектров, кривая анизотропии потока нейтрино заметно деформируется. Эта деформация (уменьшение анизотропии) является следствием вклада дополнительного источника — «прямых» нейтрино. Переход к области заметной деформации зенитно-углового усиления нейтрино происходит при энергиях, существенно меньших кросс-энергии дифференциального потока, равной  $\sim 1$  ПэВ (модель адронного каскада  $KM + H3a$ ), и меньших особенно низкой кросс-энергии интегральных спектров ( $\sim 300\text{--}350$  ТэВ,  $KM + H3a$ ). Такая анизотропия может быть обнаружена в эксперименте при соответствующей точности измерений спектра нейтрино и угловых характеристик. В диапазоне энергий нейтрино  $10^2\text{--}10^3$  ТэВ анизотропия суммарных потоков в  $\sim 1,5$  раза меньше анизотропии  $(\pi, K)$ -нейтрино, и этот результат слабо зависит от зенитного угла в интервале  $72,5^\circ\text{--}84,3^\circ$  (см. рис. 6, 8), где еще достаточно велика анизотропия  $(\pi, K)$ -нейтрино, но все еще умеренными остаются неопределенности экспериментальных данных, т. е. эффект близок к максимальному.

Максимум кривой зенитно-угловой анизотропии для всех представленных в работе вариантов спектров (дифференциальный, интегральный, для разных моделей адронного каскада) находится ближе к энергии 100 ТэВ, т. е. на порядок меньше кросс-энергий. При отсутствии явных экспериментальных доказательств существования «прямой» компоненты появление максимума анизотропии атмосферных нейтрино в измерениях будет фактом, свидетельствующим об экспериментальном обнаружении «прямых» атмосферных нейтрино. Резко изменяющаяся с ростом энергии анизотропия на фоне ожидавшейся для  $(\pi, K)$ -компоненты — фактор, который при достаточной точности экспериментальных измерений спектра и углового распределения атмосферных нейтрино может быть использован для новой обработки данных IceCube, ANTARES, а также в экспериментах KM3NeT и Baikal-GVD (при сооружении полной конфигурации детекторов).

Работа выполнена на УНУ «Астрофизический комплекс МГУ–ИГУ», поддержана Минобрнауки России (гос. задание FZZE-2022-0001, FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024, соглашение EB-075-15-2021-675).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аврорин А. В. и др. (колл. Baikal-GVD). Глубоководный черенковский детектор в озере Байкал // ЖЭТФ. 2022. Т. 161, вып. 4. С. 476–496.
2. Abbasi R. et al. (IceCube Collab.). Improved Characterization of the Astrophysical Muon-Neutrino Flux with 9.5 Years of IceCube Data // Astrophys. J. 2022. V. 928, No. 1 (50). P. 1–14; arXiv:2111.10299.

3. *Ageron M. et al. (KM3NeT Collab.).* Dependence of Atmospheric Muon Flux on Seawater Depth Measured with the First KM3NeT Detection Units // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80, No. 2(99). P. 1–11; arXiv:1906.02704.
4. *Кайдалов А. Б., Пискунова О. И.* Образование очарованных частиц в модели кварк-глюонных струн // *ЯФ.* 1986. Т. 43. С. 1545–1552.
5. *Kaidalov A. B.* High-Energy Hadronic Interactions (20 Years of the Quark-Gluon Strings Model) // *Phys. Atom. Nucl.* 2003. V. 66, No. 11. P. 1994–2016.
6. *Лыкасов Г. И., Аракелян Г. Г., Сергеевко М. Н.* Модель кварк-глюонных струн: мягкие и полужесткие адронные процессы // *ЭЧАЯ.* 1999. Т. 30, вып. 4. С. 817–869.
7. *Sinegovsky S. I., Sorokovikov M. N.* Prompt Atmospheric Neutrinos in the Quark-Gluon String Model // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80, No. 1(34). P. 1–15; arXiv:1812.11341.
8. *Наумов В. А., Синеговская Т. С.* Элементарный метод решения уравнений переноса нуклонов космических лучей в атмосфере // *ЯФ.* 2000. Т. 63. С. 2020–2028.
9. *Naumov V. A., Sinegovskaya T. S.* Atmospheric Proton and Neutron Spectra at Energies above 1 GeV // *Proc. of the 27th Intern. Cosmic Ray Conf. Hamburg, 2001.* V. 1. P. 4173; arXiv:hep-ph/0106015.
10. *Кочанов А. А., Синеговская Т. С., Синеговский С. И.* Мезонный каскад в атмосфере, неопределенности расчета потоков мюонов высоких энергий и данные прямых измерений // *ЯФ.* 2007. Т. 70, № 11. С. 1963–1974.
11. *Kochanov A. A., Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I.* High-Energy Cosmic Ray Fluxes in the Earth Atmosphere: Calculations vs Experiments // *Astropart. Phys.* 2008. V. 30, No. 35. P. 219–233.
12. *Sinegovsky S. I., Kochanov A. A., Sinegovskaya T. S., Misaki A., Takahashi N.* Atmospheric Muon Flux at PeV Energies // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2010. V. 25. P. 3733–3740.
13. *Кочанов А. А., Синеговская Т. С., Синеговский С. И.* Мюоны космических лучей высоких энергий в атмосфере Земли // *ЖЭТФ.* 2013. Т. 143, вып. 2. С. 459–475.
14. *Sinegovskaya T. S., Morozova A. D., Sinegovsky S. I.* High-Energy Neutrino Fluxes and Flavor Ratio in the Earth's Atmosphere // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 91. P. 063011.
15. *Кочанов А. А., Морозова А. Д., Синеговская Т. И., Синеговский С. И.* Проверка расчетов спектров атмосферных мюонов и нейтрино с использованием новых измерений // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83, № 8. С. 1030–1033.
16. *Kochanov A. A., Morozova A. D., Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I.* High-Energy Atmospheric Muon Flux Calculations in Comparison with Recent Measurements // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. V. 1181. P. 012054; arXiv:1907.00640.
17. *Кочанов А. А., Кузьмин К. С., Морозова А. Д., Синеговская Т. И., Синеговский С. И.* Спектры атмосферных нейтрино: статистический анализ сравнения расчета с экспериментом // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85, № 4. С. 570–575.
18. *Kochanov A. A., Morozova A. D., Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I.* High-Energy Spectra of the Atmospheric Neutrinos: Predictions and Measurements. arXiv:2109.13000v2.
19. *Gaisser T. K.* Spectrum of Cosmic-Ray Nucleons, Kaon Production, and the Atmospheric Muon Charge Ratio // *Astropart. Phys.* 2012. V. 35. P. 801.
20. *Hillas A. M.* Cosmic Rays: Recent Progress and Some Current Questions. arXiv:astro-ph/0607109.
21. *Kalmykov N. N., Ostapchenko S. S., Pavlov A. I.* Quark-Gluon String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 1997. V. 52. P. 17–28.

22. *Ostapchenko S. S.* QGSJET-II: Towards Reliable Description of Very High Energy Hadronic Interactions // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2006. V. 151. P. 143–146; arXiv:hep-ph/0412332.
23. *Ostapchenko S. S.* Hadronic Interactions at Cosmic Ray Energies // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2008. V. 175–176. P. 73–80; arXiv:hep-ph/0612068.
24. *Kalinovskii A. N., Mokhov N. V., Nikitin Y. P.* Passage of High-Energy Particles through Matter. Melville, NY: Am. Inst. Phys., 1989. 262 p.
25. *Кимель Л. П., Мохов Н. В.* Распределения частиц в диапазоне энергий  $10^2$ – $10^{12}$  эВ, инициированные в плотных средах высокоэнергетическими адронами // Изв. вузов. Физика. 1974. Т. 17, № 10. С. 17–23.
26. *Кимель Л. П., Мохов Н. В.* Дифференциальные сечения адрон-ядерных взаимодействий и некоторые результаты расчета межъядерных каскадов // Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М.: Атомиздат, 1975. Вып. 14. С. 41–44.
27. *Aartsen M.G. et al. (IceCube Collab.)*. Search for a Diffuse Flux of Astrophysical Muon Neutrinos with the IceCube 59-String Configuration // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 062007; arXiv:1311.7048.
28. *Adrian-Martinez S. et al. (ANTARES Collab.)*. Measurement of the Atmospheric  $\nu_\mu$  Energy Spectrum from 100 GeV to 200 TeV with the ANTARES Telescope // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73, No. 10(2606). P. 1–12; arXiv:1308.1599.
29. *Albert A. et al. (ANTARES Collab.)*. Measurement of the Atmospheric  $\nu_e$  and  $\nu_\mu$  Energy Spectra with the ANTARES Neutrino Telescope // Phys. Lett. B. 2021. V. 816. P. 136228; arXiv:2101.12170.
30. *Arakelyan G. H.* Charmed Sea Contribution to the Inclusive Hadroproduction of the Mesons with Open Charm in the Quark-Gluon String Model // Phys. Atom. Nucl. 1998. V. 61, No. 9. P. 1570–1576; arXiv:hep-ph/9711276.
31. *Fedyntch A., Riehn F., Engel R., Gaisser T.K., Stanev T.* Hadronic Interaction Model SIBYLL 2.3c and Inclusive Lepton Fluxes // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 103018.
32. *Bhattacharya A., Enberg R., Jeong Y. S., Kim C. S., Reno M. H., Sarcevic I., Stasto A.* Prompt Atmospheric Neutrino Fluxes: Perturbative QCD Models and Nuclear Effects // JHEP. 2016. V. 2016, No. 11(167). P. 1–51; arXiv:1607.00193.
33. *Gauld R., Rojo J., Rottoli L., Sarkar S., Talbert J.* The Prompt Atmospheric Neutrino Flux in the Light of LHCb // JHEP. 2016. V. 2016, No. 2(130). P. 1–21; arXiv:1511.06346.
34. *Zenaiev O. et al. (PROSA Collab.)*. Improved Constraints on Parton Distributions Using LHCb, ALICE and HERA Heavy-Flavour Measurements and Implications for the Predictions for Prompt Atmospheric Neutrino Fluxes // JHEP. 2020. V. 2020, No. 4(118). P. 1–25; arXiv:1911.13164.
35. *Garzelli M. V. et al. (PROSA Collab.)*. Prompt Neutrino Fluxes in the Atmosphere with PROSA Parton Distribution Functions // JHEP. 2017. V. 2017, No. 5(004). P. 1–31; arXiv:1611.03815.

Получено 15 августа 2022 г.