

# ПОТОКИ АТМОСФЕРНЫХ МЮОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Т. С. Синеговская

Иркутский государственный университет,  
664003 Иркутск, бульвар Гагарина 20

## Аннотация

Представлены результаты расчета дифференциальных энергетических спектров мюонов космических лучей при энергиях выше 1 ТэВ для различных зенитных углов. В качестве дополнительных источников мюонов рассматривались трехчастичные полуплеетонные распады заряженных и нейтральных каонов и пионы от распадов тех же каонов. Учет вкладов от  $K_{L3}$  распадов и от пионов, рожденных в распадах каонов, приводит к увеличению полных потоков мюонов на  $\sim 3\%$  и  $\sim 2\%$  соответственно. Проведено детальное сравнение рассчитанных для уровня моря спектров с экспериментом и с расчетами других авторов.

## 1 Введение

Измерения спектров и зенитно-угловых распределений атмосферных мюонов дает возможность проверки моделей ядерного каскада в атмосфере, т.е. параметров первичного космического излучения (энергетический спектр, химический состав) и взаимодействий частиц при высоких энергиях. В частности, такие измерения могут дать информацию о механизмах рождения чарма в адрон-ядерных столкновениях, что представляет интерес для физики частиц и имеет важный прикладной аспект в нейтринной астрономии высоких энергий, поскольку атмосферные нейтрино от распада очарованных частиц являются основным источником фона при детектировании нейтрино внеземного происхождения (например, квазидиффузного потока нейтрино от активных галактических ядер).

Улучшение точности в расчетах измеряемых характеристик атмосферного потока нейтрино становится необходимым для ведущихся и планируемых экспериментов на подземных и глубоководных нейтринных телескопах. Для однозначной интерпретации современных данных по “*upgoing muons*” (т.е. мюонам, рожденным атмосферными нейтрино, идущими снизу вверх) поток нейтрино должен быть рассчитан по крайней мере с 10 % точностью. Вследствие этого, возникает необходимость нормировки расчетного (модельно-зависимого) потока атмосферных нейтрино. Поток мюонов, рожденных в атмосфере в тех же процессах, что и нейтрино, является естественным инструментом для проверки и нормировки рассчитанных спектров нейтрино.

В данной работе представлены результаты расчетов дифференциальных энергетических спектров мюонов от распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов для различных зенитных углов в интервале энергий 1-100 ТэВ и приведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Выше 100 ТэВ начинают доминировать мюоны от распадов очарованных адронов (прямые мюоны), которые здесь подробно обсуждаться не будут (см. [1, 2]).

## 2 Адронный каскад при высоких энергиях

Расчет потоков атмосферных мюонов на уровне моря под разными зенитными углами для энергий  $E \geq 1$  ТэВ выполнен на основе модели ядерного каскада [3], которая хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные по спектрам адронов на различных

глубинах при энергиях от 1 ТэВ до 600 ТэВ. Основные положения модели [3] сводятся к следующему.

1. На стадии развития адронного каскада (но, разумеется, не на стадии генерации лептонов) распад пиона можно не учитывать при энергиях  $E \gg E_{\pi}^{\text{кр}}(\theta = 0^\circ) \simeq 0.12$  ТэВ, т.е., начиная с  $E \approx 1$  ТэВ на вертикали.

2. Ядра первичных космических лучей фрагментируют в верхних слоях атмосферы, так как их пробеги взаимодействия существенно меньше пробега нуклона. Это позволяет использовать для ядерной компоненты модель суперпозиций.

3. Для инвариантных инклюзивных сечений  $E d^3 \sigma_{ab} / d^3 p$  предполагается справедливость фейнмановского скейлинга исходя из отсутствия экспериментальных данных и серьезных теоретических указаний на его нарушение во фрагментационной области (в области пионизации нарушение скейлинга не оказывает большого влияния на развитие каскада, так как область малых фейнмановских  $x$  ( $x \lesssim 0.1$ ) подавлена быстро падающим первичным спектром).

4. Для полных неупругих сечений взаимодействия адрона  $h$  на ядерной мишени  $A$  предполагается логарифмический рост с энергией

$$\sigma_{hA}^{\text{inel}}(E) = \sigma_{hA}^0 (1 + \beta_h \ln(E/E_0)),$$

где параметр наклона  $\sigma_A = \beta_h \sigma_{hA}^0$  не зависит от сорта адрона.

5. Процессы генерации пионов и нуклонов в каон-ядерных столкновениях и регенерации каонов не учитываются.

В качестве спектра первичных космических лучей взят спектр Никольского [4]. Приближенное решение системы кинетических уравнений переноса нуклонов и мезонов в атмосфере, основываясь на вышеперечисленных допущениях, можно найти в виде разложений по степеням безразмерного параметра  $h/\lambda_A$ , где  $\lambda_A = 1/(N_0 \sigma_A) \simeq 14.5 \lambda_N^0$ . Этим решением, как показано в [3], можно пользоваться до глубин  $h < 500 - 600$  г/см<sup>2</sup>. Для  $h \gtrsim 600$  г/см<sup>2</sup> следует учесть поправки на глубину ( $\mathcal{O}(h/\lambda_A)$ ). Эти поправки не сказываются заметно на потоках мюонов, поскольку большая часть мюонов генерируется на глубинах  $h \lesssim 300$  г/см<sup>2</sup>. Однако они становятся существенными для расчета потоков адронов на уровне моря.

### 3 Спектры мюонов на уровне моря

Основными каналами генерации мюонов для энергий 1–100 ТэВ являются двухчастичные распады пионов и каонов. В качестве источников мюонов дополнительно рассматривались трехчастичные полулептонные распады заряженных и нейтральных каонов ( $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu_\mu$ ,  $K_L^0 \rightarrow \pi^\mp \mu^\pm \nu_\mu$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^\mp \mu^\pm \nu_\mu$ ) и пионы от распадов тех же каонов ( $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ ,  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \ell^\mp \nu_\ell$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^\pm \ell^\mp \nu_\ell$ ). Учет этих вкладов приводит к увеличению полных потоков мюонов на  $\sim 3\%$  от полулептонных распадов и на  $\sim 2\%$  от пионов, рожденных в распадах каонов. Был учтен также такой тонкий эффект, как  $q^2$ -зависимость форм-факторов трехчастичных полулептонных мод распада каона [5]. Эффект практически не сказывается на величине суммарного (полного) потока мюонов: он мал для мюонов от  $K_{\mu 3}$  распада, а цепочка распадов  $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$  (для которой  $q^2$ -зависимость приводит к уменьшению спектров мюонов на  $\sim 8\%$ ) дает поправку менее процента. Однако эффект форм-факторов не пренебрежим для атмосферных нейтрино

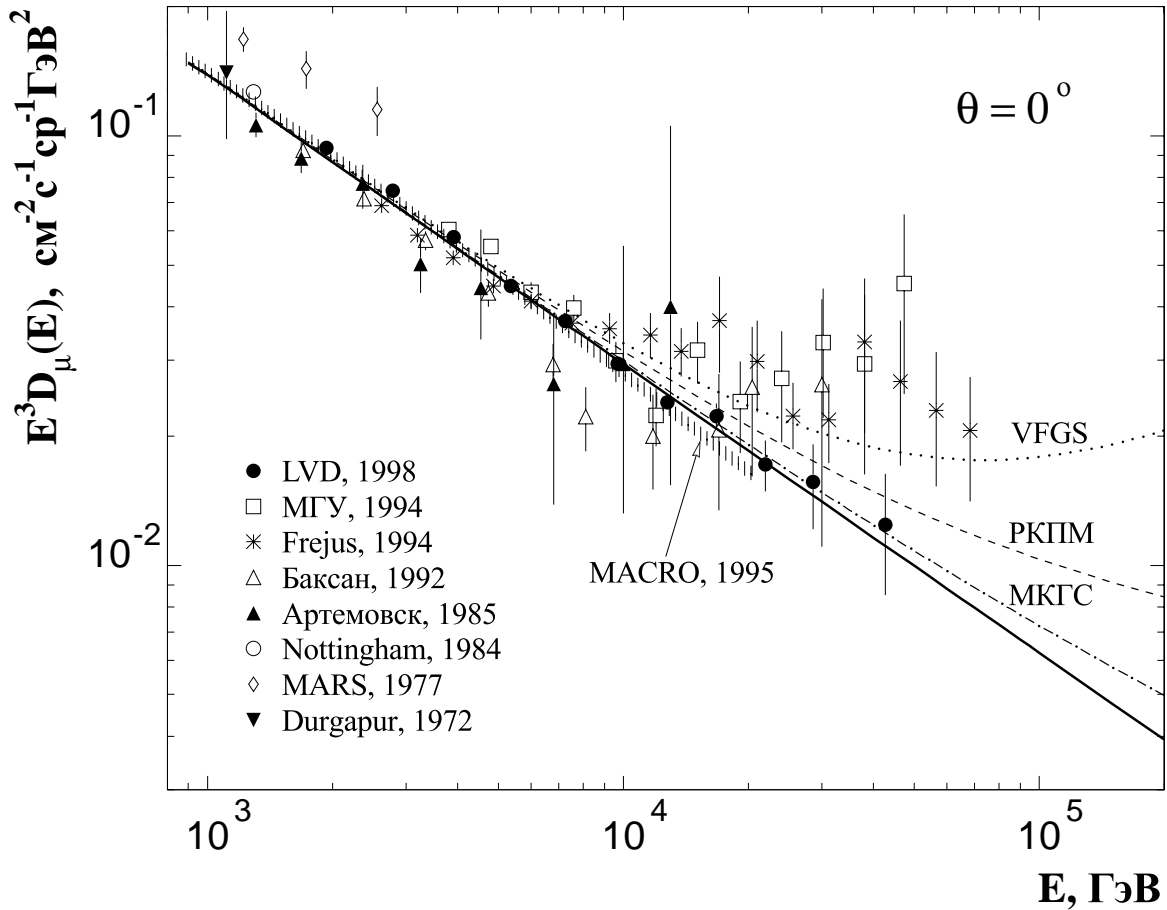


Рис. 1: Дифференциальные спектры мюонов на уровне моря для вертикали. Эксперимент: ● – [20], □ – [15], \* – [18], △ – [17], ▲ – [14], ○ – [8], ◇ – [9], ▼ – [7]. Расчет: сплошные линии – ( $\pi$ ,  $K$ )-мюоны, штриховые – с учетом ПМ РКПМ, штрих-пунктир – МКГС, пунктир – предсказание модели Волковой и др.

высоких энергий [6] и, следовательно, его следует учесть и в расчете потока мюонов (который предполагается использовать для нормировки нейтринного потока).

Расчет потоков атмосферных мюонов на уровне моря под разными зенитными углами был выполнен в стандартном приближении непрерывных энергетических потерь.

Сравнение рассчитанных дифференциальных энергетических спектров мюонов (от  $\pi$ -,  $K$ -мезонов) для различных зенитных углов с экспериментальными данными со спектрометров и подземных установок приведено на рисунках 1 - 3.

Имеющиеся экспериментальные данные можно (несколько условно) разделить на прямые и косвенные. К прямым относятся данные измерений на магнитных спектрометрах Дургапура [7], Ноттингема [8], Дарема [9], MUTRON [10], DEIS [11], Брукхевена [12] и электромагнитных калориметров [13]. Косвенные данные, т.е. данные, пересчитанные разными методами к уровню моря из результатов подземных измерений (в частности, из кривой поглощения мюонов в грунте), включают в себя измерения на сцинтилляционном детекторе ИЯИ в Артёмовске [14], рентгено-эмульсионных камерах МГУ ([15, 16]), Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе [17], детекторах Frèjus [18], MACRO [19]

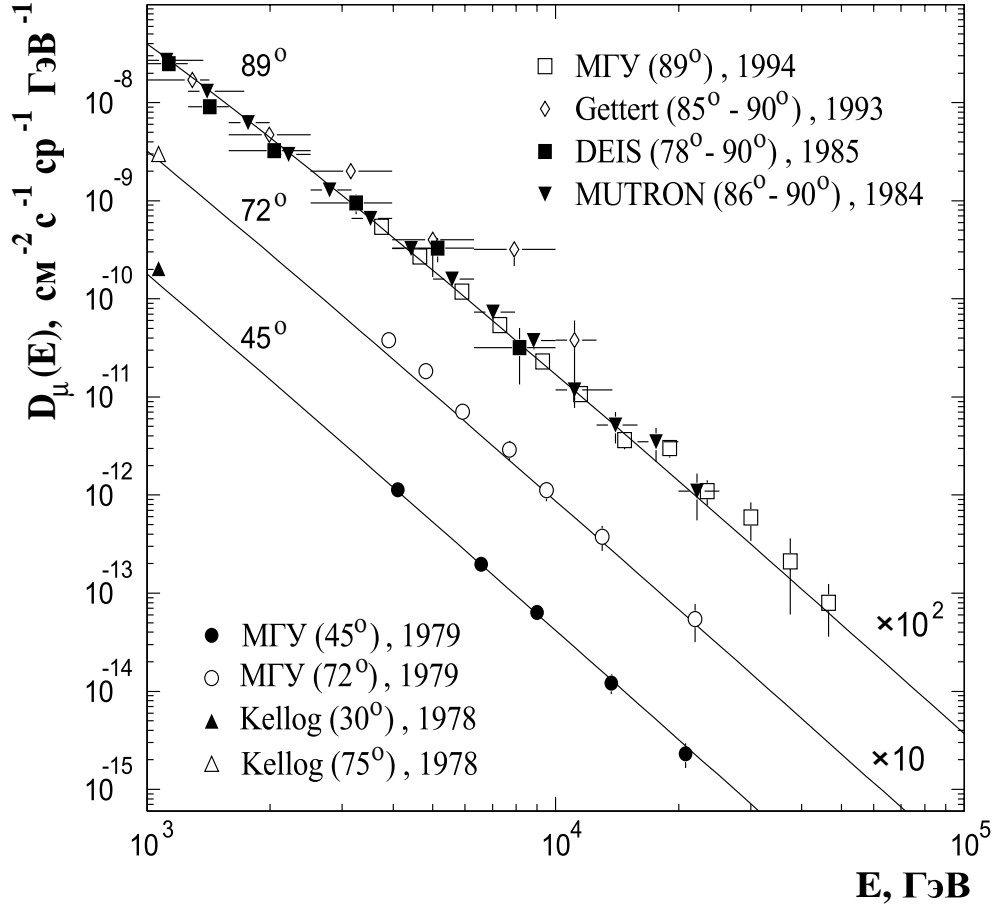


Рис. 2: Дифференциальные энергетические спектры мюонов на уровне моря для зенитных углов  $45^\circ$ ,  $72^\circ$  и  $89^\circ$ .

и LVD [20].

Для энергий  $E \lesssim 2$  ТэВ (вертикаль) и  $E \lesssim 20$  ТэВ ( $\theta \approx 89^\circ$ ) энергетический спектр неплохо согласуется с прямыми измерениями. Для энергий выше нескольких десятков ТэВ мы имеем в основном косвенные данные подземных детекторов, и неопределенности (как статистические, так и систематические) здесь значительно выше, чем для прямых измерений, поскольку точность подземных измерений существенно ограничена неопределенностями плотности и химического состава окружающей установку грунта.

Для направлений близких к горизонтальному, вклад прямых мюонов предположительно незначителен при энергиях, доступных в текущих экспериментах (MUTRON, DEIS, РЭК МГУ и др.). Поэтому при сопоставлении экспериментальных данных с рассчитанным энергетическим спектром мюонов с учетом мюонов от распада чарма ограничимся только вертикальным направлением. Сплошной линией на рис. 1 изображен вклад от  $\pi$ ,  $K$ -мезонов, штриховой, штрих-пунктирной и пунктирной линиями показаны вклады прямых мюонов для трёх моделей рождения чарма: рекомбинационной кварк-партоновой модели (РКПМ), модели кварк-глюонных струн (МКГС) [1] и эмпирической модели Волковой и др. [21], соответственно. Хотя, как уже говорилось выше, обсуждение моделей рождения чарма не является целью данной работы, необходимо отметить, что расчеты

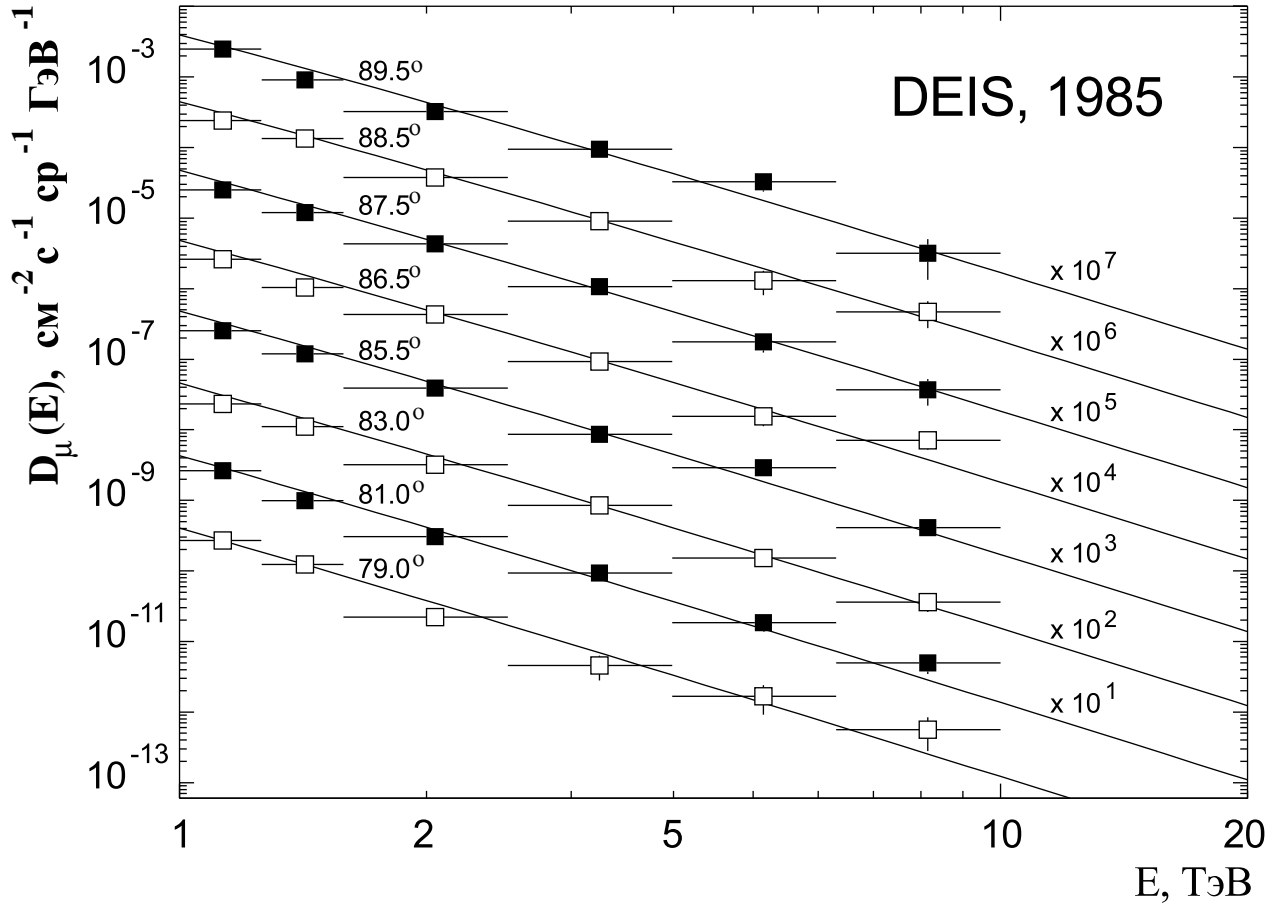


Рис. 3: Сравнение рассчитанных потоков мюонов на уровне моря с данными измерений спектрометра DEIS [11] в интервале zenithных углов  $78.15^\circ - 90^\circ$ .

потоков в рамках РКПМ близки к максимальным предсказаниям недавней модели [22], основанной на пертурбативной КХД, а расчеты, выполненные в рамках МКГС, практически совпадают с минимальным предсказанием этой модели (см. детали в работе [2]).

Максимальные потоки, которые дает РКПМ в этой области энергий, только с некоторой натяжкой можно считать не противоречащими данным РЭК МГУ [15] и Frèjus [18]. Предсказания же МКГС скорее не подтверждаются этой группой экспериментальных данных, в отличие от данных LVD из Гран Сассо [20].

Вероятно можно говорить о некотором противоречии данных МГУ (для вертикали) и установки Frèjus (и, в какой-то степени, Артемовска [14] и Баксана [17]), с одной стороны, и эксперимента на подземной установке LVD – с другой. Для данных LVD (темные кружочки на рис. 1) характерна высокая степень согласованности (с точки зрения нашего расчета) спектра, пересчитанного к уровню моря, и кривой поглощения мюонов, измеренной непосредственно на подземной установке. Т.е. данные LVD и на глубине  $h \sim 10^6$  г/см<sup>2</sup> требуют минимального вклада ПМ (см. рис. 14 в [1]), совместимого с предсказаниями МКГС (хотя, строго говоря, они не противоречат РКПМ). Измерения в Гран Сассо,

по-видимому, закрывают предсказания модели Волковой и др. [21].

Сравнение с экспериментальными данными для зенитных углов  $\theta = 45^\circ, 72^\circ$  и  $89^\circ$  (рис. 2), а также с измерениями спектрометра DEIS в интервале зенитных углов  $78.15^\circ - 90^\circ$  (рис. 3), показывает хорошее согласие с рассчитанными энергетическими спектрами  $(\pi, K)$ -мюонов.

Результаты расчета положительного избытка мюонов на уровне моря в зависимости от энергии приведены на рис. 4. Сплошной (толстой), штриховой, штрих-пунктирной и пунктирной линиями на рисунке изображены  $\mu^+/\mu^-$ -отношения для  $(\pi, K)$ -мюонов при различных зенитных углах ( $\theta = 0^\circ, 60^\circ, 80^\circ$  и  $90^\circ$ , соответственно). Тонкой сплошной линией показан расчет с учетом вклада прямых мюонов на вертикали в рамках РКПМ. МКГС мало влияет на зарядовое отношение. На рис. 4 также представлено сравнение рассчитанного  $\mu^+/\mu^-$ -отношения с результатами измерений спектрометров MUTRON ( $86^\circ - 90^\circ$ ) [10], DEIS ( $85^\circ$ ) [23], детектора Kamiokande II ( $0^\circ - 90^\circ$ ) [24], данными группы Utah ( $40^\circ - 90^\circ$ ) [25], данными для  $\theta > 70^\circ$  из обзора, приведенного в работе [10], и с резуль-

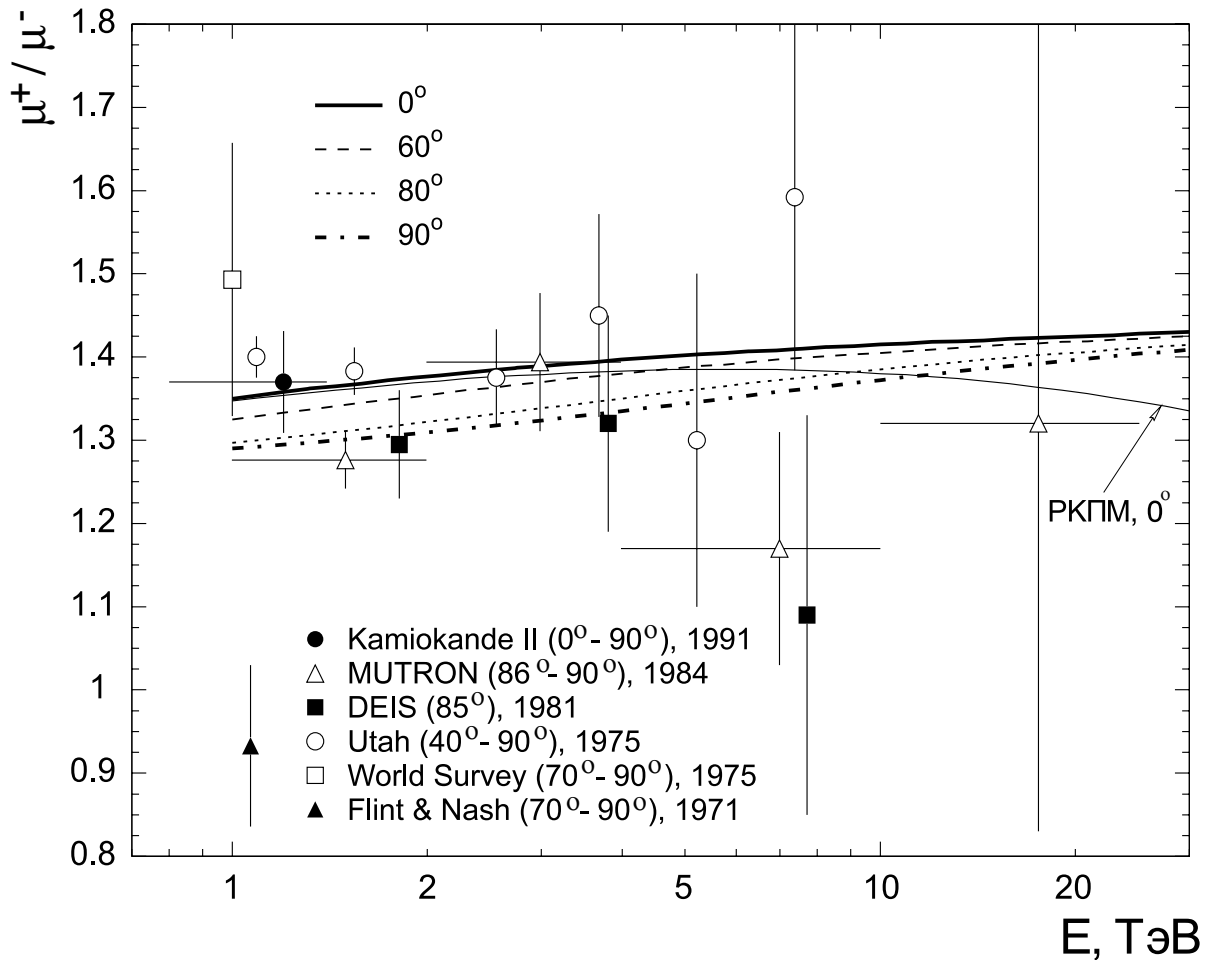


Рис. 4:  $\mu^+/\mu^-$ -отношение на уровне моря для  $(\pi, K)$ -мюонов при различных зенитных углах. Эксперимент:  $\bullet$  – [24],  $\triangle$ ,  $\square$  – [10],  $\blacksquare$  – [23],  $\circ$  – [25],  $\blacktriangle$  – [26].

татом более ранних экспериментов. Последний (темный треугольник на рис. 4) получен в работе [26] из обработки измерений пяти экспериментов. Все эти эксперименты дают  $\mu^+/\mu^- \lesssim 1$  (см. ссылки в [26]):  $0.774_{-0.294}^{+0.326}$  для  $E = 1090$  ГэВ (MacKeown, 1965),  $0.781_{-0.425}^{+0.954}$  (Palmer и Nash, 1968),  $0.9 \pm 0.25$  для  $E = 1080$  ГэВ (Fujii, 1969),  $1.066_{-0.123}^{+0.111}$  для  $E = 1095$  ГэВ (Kamiya, 1969),  $0.75 \pm 0.4$  для энергий от 1000 ГэВ до 1300 ГэВ (Alkofer, 1970), что резко противоречит новым данным при  $E \sim 1$  ТэВ.

Поведение зарядового отношения  $\mu^+/\mu^-$  зависит от химического состава первичного излучения и от дифференциальных сечений рождения пионов и каонов. Из сравнения рассчитанного  $\mu^+/\mu^-$ -отношения с экспериментальными данными в принципе можно получить информацию о деталях адронного каскада в атмосфере. Однако статистические и систематические ошибки измерений зарядового отношения при высоких энергиях настолько велики, что извлечь из них конкретную информацию кажется проблематичным. Можно лишь утверждать, что в целом рассчитанное  $\mu^+/\mu^-$ -отношение не противоречит имеющимся данным.

На рис.5 показано отношение  $D_\mu(E, \theta)/D_\mu(E, \theta = 0^\circ)$ , характеризующее угловое усиление потоков мюонов, обусловленное относительным увеличением вероятности  $\pi, K$ -распадов с ростом зенитного угла. Имеется хорошее согласие с расчетом [27] при  $E = 1$  ТэВ и 2 ТэВ и видно некоторое расхождение с расчетом [28] в области углов  $\theta \simeq 60^\circ - 80^\circ$ . Видимое различие при  $E \lesssim 1$  ТэВ можно частично отнести за счет выбора модели первичного спектра: в работе [28] использовался спектр Раяна [29].

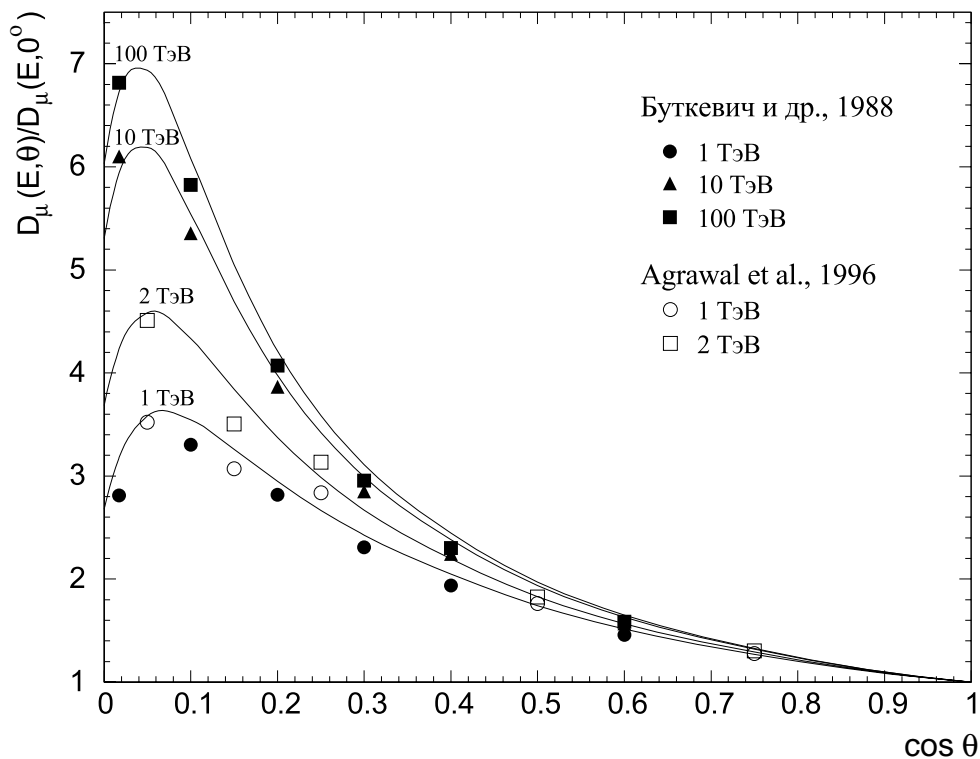


Рис. 5: Зенитно-угловые распределения  $(\pi, K)$ -мюонов на уровне моря для  $E = 1, 2, 10$  и 100 ТэВ. Кривые – данный расчет; точки:  $\circ, \square$  – расчет [27];  $\bullet, \blacksquare, \blacktriangle$  – расчет [28].

Полученные энергетические спектры мюонов и угловые распределения использовались в качестве граничных спектров в задаче о прохождении мюонов через слой воды. Анализ энергетических спектров и угловых распределений глубоководных мюонов с учетом вклада распада чарма, рассчитанного для разных моделей рождения очарованных адронов, дан в работе [2].

## 4 Заключение

На основе модели адронного каскада [3] были выполнены расчеты дифференциальных энергетических спектров атмосферных мюонов для различных направлений. В качестве дополнительных источников мюонов рассматривались распады  $K$ -мезонов ( $K_{\ell 3}$  распады) и пионов, рожденных в распадах каонов. Учет этих вкладов приводит к увеличению полных потоков мюонов на  $\sim 5\%$ . Хотя эта поправка мала, она необходима для расчета спектров мюонных и (особенно) электронных нейтрино, которые генерируются в тех же процессах, что и мюоны.

Данные наземных и подземных измерений потоков мюонов противоречивы, хотя большинство экспериментов имеют хорошую статистическую обеспеченность. Это свидетельствует о наличии неучтенных систематических эффектов в некоторых экспериментах. Ниже 5-6 ТэВ для вертикали наш расчет потоков ( $\pi$ ,  $K$ )-мюонов находится в неплохом согласии как с прямыми, так и косвенными измерениями. В области энергий выше 20 ТэВ существует некоторое противоречие между данными Баксана, Frèjus, МГУ и измерениями LVD. Для данных LVD характерна высокая степень согласованности с нашим расчетом как кривой поглощения мюонов, измеренной непосредственно на подземной установке, так и пересчитанного к уровню моря дифференциального спектра. Для зенитных углов  $\theta = 45^\circ$ ,  $72^\circ$  и  $89^\circ$  вычисленные дифференциальные спектры близки к экспериментальным данным установок MUTRON, DEIS, РЭК МГУ.

Таким образом, рассчитанные потоки и зарядовое отношение атмосферных мюонов для различных направлений на уровне моря описывают основную совокупность экспериментальных данных и согласуются расчетами других авторов [27, 28]. Это позволяет сделать вывод, что используемые в расчете модели адронного каскада и первичного спектра не противоречат эксперименту.

Автор благодарит В. А. Наумова за постановку задачи и руководство работой. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ в рамках программы “Университеты России – фундаментальные исследования”, грант № 728.

## Литература

- [1] Bugaev E.V., Misaki A., Naumov V.A. et al. // Phys. Rev. 1998. V. **D 58**. P. 054001.
- [2] Misaki A., Naumov V.A., Sinegovskaya T.S. et al. Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, Utah, 1999. V. **2**. P. 139; hep-ph/9905399.
- [3] Валл А.Н., Наумов В.А., Синеговский С.И. // ЯФ. 1986. Т. **44**. С. 1240.
- [4] Никольский С.И., Стаменов Й.Н., Ушев С.З. // ЖЭТФ. 1984. Т. **87**. С. 18.
- [5] Наумов В.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. В сб.: “Астрофизика и физика микромира. Материалы Байкальской школы по фундаментальной физике (11–17 октября 1998 г., Иркутск)”. Иркутск: изд-во ИГУ, 1998. С. 211.



- [6] Naumov V. A., Sinegovskaya T. S, and Sinegovsky S.I.// Nuovo Cim. 1998. V. **111 A**. P. 129.
- [7] Nandi B.C. and Sinha M.S.// J. Phys. A: Gen. Phys. 1972. V. **5**. P. 1384.
- [8] Rastin B.C. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1984. V. **10**. P. 1609.
- [9] Thompson M.G. et al. // Proc. of the 15th ICRC, Plovdiv, 1977. V. **6**. P. 21.
- [10] Matsuno S. et al. // Phys. Rev. 1984. V. **D 29**. P. 1.
- [11] Allkofer O.C. et al. // Nucl. Phys. 1985. V. **B 259**. P. 1.
- [12] Kellog R.G., Kasha H., Larsen R.C. // Phys. Rev. 1978. V. **D 17**. P. 98.
- [13] Gettert M. et al. Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, 1993. V. **4**. P. 394.
- [14] Khalchukov F.F. et al. Proc. of the 19th ICRC, La Jolla, California, 1985. V. **8**. P. 12.
- [15] Зацепин Г.Т. и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. 1994. Т. **58**. С. 119.
- [16] Ivanova M.A. et al. Proc. of the 16th ICRC, Kyoto, 1979. V. **10**. P. 35.
- [17] Бакаганов В.Н. и др. // ЯФ. 1992. Т. **55**. С. 2107.
- [18] Rhode W. // Nucl. Phys. (Proc. Suppl.). 1994. V.**B 35**. P. 250.
- [19] Ambrosio M. et al. // Phys. Rev. 1995. V. **D 52**, P.3793.
- [20] Aglietta M. et al. // Phys. Rev. 1998. V. **D 58**. P. 092005.
- [21] Volkova L.V. et al. // Nuovo Cim. 1987. V. **10 C**. P. 465.
- [22] Pasquali L., Reno M.H. and Sarcevic I. // Phys. Rev. 1999. V. **D 59**, P. 034020.
- [23] Allkofer O.C. et.al. Proc. of the 17th ICRC, Paris, 1981. V. **10**. P. 321.
- [24] Yamada M. et al. // Phys. Rev. 1991. V. **D 44**. P. 617.
- [25] Ashley G.K., Keuffel J.W., Larsona M.O. // Phys. Rev. 1975. V. **D 12**. P. 20.
- [26] Flint R.W., Nash W.F. // Nucl. Phys. 1971. V. **B 33**. P. 632.
- [27] Agrawal V. et al. // Phys. Rev. 1996. V. **D 53**. P. 1314.
- [28] Буткевич А.В., Деденко Л.Г., Железных И.М. // ЯФ. 1988. Т. **50**. С. 142.
- [29] Ryan M.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. **28**. P. 985.