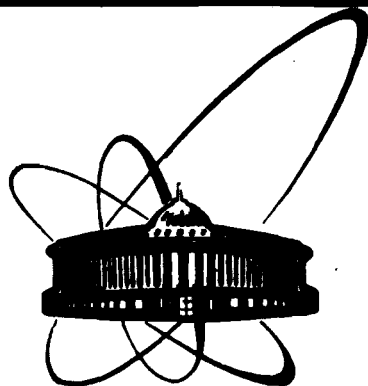


89-869



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

A 874

P2-89-869

Г.Х.Архестов*, В.С.Барашенков, Х.М.Бештоев*

**МОНТЕ-КАРЛОВСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
НЕЙТРИННЫХ ПОТОКОВ В АТМОСФЕРЕ**

*Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Дифференциальные спектры нейтрино и антинейтрино с энергиями $E_\nu \leq 1$ ГэВ, порождаемых в атмосфере первичным космическим излучением, важны в связи с анализом фоновых условий в детекторах распада протонов, они необходимы в опытах по поиску нейтринных осцилляций и во многих других экспериментах. Методы расчета этих спектров рассмотрены в работах /1-7/. Однако, как правило, они основаны на весьма огрубленных физических моделях или используют весьма приближенные методы расчета. Например, в одной из наиболее обстоятельных в этой области работ /7/ используются одномерное приближение к уравнениям переноса и очень грубые, усредненные аппроксимации адрон-ядерных взаимодействий.

Целью нашей работы является применение к моделированию нейтринных потоков в атмосфере монте-карловской модели межъядерных каскадов, развитой в работах /8-13/. На основе данных о мезон-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействиях она рассчитывает внутриядерные каскады /также методом Монте-Карло/ и объединяет их в разветвленное "дерево" межъядерного каскада. В промежутках между ядерными взаимодействиями /узлами каскадного "дерева"/ заряженные частицы теряют энергию на ионизацию среды, а нестабильные частицы претерпевают распады, в результате которых рождаются нейтрино и антинейтрино.

Расчет выполняется в трехмерной релятивистской кинематике, и его результаты для адронов и остаточных ядер хорошо согласуются с экспериментами, выполненными в космических лучах и на ускорителях /см., например, обзор /12/. Это убеждает в надежности монте-карловского моделирования и в случае нейтринных потоков.

По сравнению с приближенными аналитическими расчетами монте-карловская модель позволяет детально учесть условия эксперимента /коллиматоры, экраны, сложную геометрию детекторов/ и получить подробные сведения о характеристиках каскадных частиц в любой точке атмосферы. Точность расчетов $\approx 5\%$, которая достигается при приемлемых затратах времени ЭВМ с быстрым действием миллиона операций/секунду, достаточна для большинства встречающихся на практике задач.

Энергия первичной космической частицы /для простоты мы ограничимся протонами, хотя модель позволяет рассматривать и ядра/ разыгрывается стандартным методом инверсии /14/ по ее

экспериментальному спектру. При $T_p < 3,8$ ГэВ использовался спектр из работы /15/, при больших энергиях он аппроксимировался степенной функцией $\partial^3 N / \partial T_p \partial \Omega = (1,43/T_p)^2 / \text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ}^{-1}$. При этом учитывалось, что, благодаря влиянию геомагнитного поля, в атмосферу проникают лишь частицы с энергией, большей некоторой минимальной, зависящей от географической широты местности и направления движения первичной космической частицы /16/.

Мы считали, что атмосфера состоит из азота /78,1%/ и кислорода /21,9%/, и это соотношение сохраняется на всех высотах. Зависимость плотности атмосферы от высоты аппроксимировалась экспонентой

$$\rho(h) = \begin{cases} \rho_0 \exp(-h/a), & h < 50, \\ 0, & h > 50, \end{cases} \quad /1/$$

где $\rho_0 = 1,443 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $a = 7,327$ км. Отклонение аппроксимации от "стандартной атмосферы" составляет ~10% /16/, что сопоставимо с климатическими и погодными вариациями. Соответственно, длина свободного пробега частицы в атмосфере, определяемая уравнением

$$\int_0^{\ell} \lambda(\vec{r} + \vec{n}\ell) d\ell = -\ln \xi$$

/здесь ξ - случайное число, равномерно распределенное в интервале /0,1/, $\lambda(\vec{r}) = N \rho(\vec{r}) \sigma_t / A$, N - число Авогадро, σ_t - полное сечение взаимодействия частицы с ядром воздуха, A - его среднее массовое число, ρ - плотность атмосферы/ равна

$$\ell = \frac{a}{\cos \theta} \cdot \ln \left[1 + \frac{\cos \theta}{a \lambda} \cdot \ln \xi \right],$$

где θ - угол между направлением движения частицы и вертикалью.

Время жизни каждой нестабильной частицы определяется экспоненциальным законом с учетом релятивистского сжатия времени. Источниками нейтрино с энергиями $E_\nu \lesssim 1$ ГэВ являются распады $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ и $\mu \rightarrow e \nu_e \nu_\mu$ с хорошо известными аналитическими выражениями для вероятностей $d^3 W_\pi(E_\pi, E_\nu, \theta_\nu) / dE_\nu d\Omega_\nu$, где $E_\nu = E_\nu(E_\pi, \theta_\nu)$ и $d^3 W_\mu(E_\mu, E_\nu, \theta_\nu) / dE_\nu d\Omega_\nu$, где энергия нейтрино и угол его вылета θ_ν - независимые величины, ограниченные лишь законом сохранения энергии-импульса

$$E_\nu (E_\mu / m_\pi - \sqrt{(E_\mu / m_\mu)^2 - 1} \cos \theta_\nu) \leq m_\mu. \quad /2/$$

/ m_μ - масса распадающегося мюона/. В области больших энергий дают вклад двух- и трехчастичные распады К-мезонов, для вероятностей которых также известны аналитические выражения.

Монте-карловский розыгрыш характеристик рождающегося нейтрино /антинейтрино/ по известным выражениям вероятностей осуществляется стандартным методом Неймана /с дополнительной браковкой /2// или, если интересоваться одномерным энергетическим /или, аналогично, угловым/ распределением нейтрино, численным решением уравнения инверсии

$$\int_{E_\nu \min}^{E_\nu} dE_\nu \frac{dW}{dE_\nu} \left\{ \int_{E_\nu \min}^{E_\nu \max} dE_\nu \frac{dW}{dE_\nu} \right\}^{-1} = \xi, \quad /3/$$

где ξ - равномерно распределенное в интервале /0, 1/ случайное число.

Описанная модель межъядерного каскада с рождением нейтрино и антинейтрино составлена на языке ФОРТРАН, занимает около

Таблица

Энергетические спектры мюонных и электронных нейтрино и антинейтрино в единицах $/\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ}^{-1}$ для широты 50° и уровня моря

E, ГэВ	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
0,03	$2,50 \cdot 10^4$	$2,57 \cdot 10^4$	$1,51 \cdot 10^4$	$1,27 \cdot 10^4$
0,04	$2,35 \cdot 10^4$	$2,43 \cdot 10^4$	$1,47 \cdot 10^4$	$1,22 \cdot 10^4$
0,05	$2,07 \cdot 10^4$	$2,11 \cdot 10^4$	$1,29 \cdot 10^4$	$1,10 \cdot 10^4$
0,06	$1,72 \cdot 10^4$	$1,79 \cdot 10^4$	$9,67 \cdot 10^3$	$7,86 \cdot 10^3$
0,07	$1,42 \cdot 10^4$	$1,47 \cdot 10^4$	$7,44 \cdot 10^3$	$6,11 \cdot 10^3$
0,08	$1,28 \cdot 10^4$	$1,31 \cdot 10^4$	$6,29 \cdot 10^3$	$5,55 \cdot 10^3$
0,09	$1,14 \cdot 10^4$	$1,16 \cdot 10^4$	$5,63 \cdot 10^3$	$4,79 \cdot 10^3$
0,10	$9,89 \cdot 10^3$	$9,96 \cdot 10^3$	$5,35 \cdot 10^3$	$3,80 \cdot 10^3$
0,12	$7,85 \cdot 10^3$	$8,23 \cdot 10^3$	$4,41 \cdot 10^3$	$3,14 \cdot 10^3$
0,15	$5,95 \cdot 10^3$	$6,03 \cdot 10^3$	$3,16 \cdot 10^3$	$2,26 \cdot 10^3$
0,20	$3,72 \cdot 10^3$	$3,83 \cdot 10^3$	$1,92 \cdot 10^3$	$1,38 \cdot 10^3$
0,30	$1,86 \cdot 10^3$	$1,87 \cdot 10^3$	$9,61 \cdot 10^2$	$7,09 \cdot 10^2$
0,40	$1,09 \cdot 10^3$	$1,14 \cdot 10^3$	$6,52 \cdot 10^2$	$4,07 \cdot 10^2$
0,50	$6,59 \cdot 10^2$	$6,65 \cdot 10^2$	$3,36 \cdot 10^2$	$2,38 \cdot 10^2$
0,60	$4,31 \cdot 10^2$	$4,11 \cdot 10^2$	$2,16 \cdot 10^2$	$1,56 \cdot 10^2$
0,70	$2,98 \cdot 10^2$	$2,79 \cdot 10^2$	$1,34 \cdot 10^2$	$1,11 \cdot 10^2$
0,80	$2,21 \cdot 10^2$	$1,93 \cdot 10^2$	$9,82 \cdot 10^1$	$7,46 \cdot 10^1$
0,90	$1,65 \cdot 10^2$	$1,43 \cdot 10^2$	$7,35 \cdot 10^1$	$4,85 \cdot 10^1$
1,00	$1,27 \cdot 10^2$	$1,08 \cdot 10^2$	$5,40 \cdot 10^1$	$3,73 \cdot 10^1$

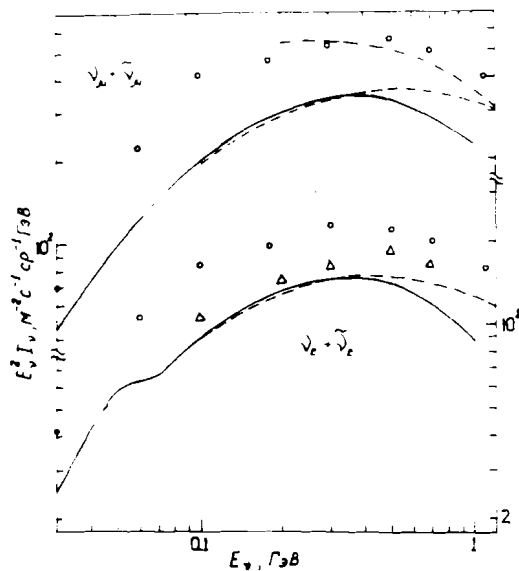


Рис. Суммарные энергетические спектры нейтрино и антинейтрино. Штриховые линии - данные /7/, штрихпунктирная кривая - расчетные данные /1/. Значками \circ и Δ нанесены данные из работ /5/ и /2/, соответственно. Сплошные кривые - наши данные. Все спектры усреднены по θ .

260 килобайт памяти и задействована на ЭВМ ЕЕ-1061. Входными данными является спектр космических частиц /в условиях "спокойного Солнца" он не такой, как для сол-

нечной вспышки/. В зависимости от конкретной задачи требуется также специфицировать блок выдачи конечной информации. Расчет тысячи межъядерных каскадов занимает ~ 40 минут /не считая зависящего от конкретной задачи времени на статистическую обработку и графическое представление расчетных данных/.

В таблице приведены рассчитанные энергетические спектры нейтрино и антинейтрино для уровня моря, широты $\chi = 50^\circ$ и условий "спокойного Солнца". Спектр первичных космических протонов проинтегрирован по верхней полусфере. На рисунке наши спектры сравниваются с результатами расчетов других авторов. Как видно, имеет место вполне удовлетворительное согласие.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить С.Ю.Шмакова за советы и помощь при расчетах на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tam A.C., Young E.C.M. - Acta Phys. Hung., 1970, v.29, suppl.4, p.307.
2. Young E.C.M. - In Cosmic Rays at Ground Level. Ed. A.V.Wolfendale. Inst. Phys., London, 1973, p.105.
3. Choi M.C., Young E.C.M. - Proc. 14 Intern. Conf. on Cosmic Rays., München, 1975, v.6, p.2134.
4. Gaisser T.K. et al. - Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.223.

5. Gaisser T.K., Stanev T. - Proc. 11 Intern. Conf. on Neutrino Phys. and Astrophys., Dortmund, 1984, p.370.
6. Mitsui K. et al. - Nuovo Cim., 1986, v.9C, p.995.
7. Бугаев Э.В., Наумов В.А. - ЯФ, 1987, т.45, с.1380.
8. Barashenkov V.S. et al. - Nucl. Phys., 1980, v.338A, p.413.
9. Барашенков В.С. и др. - Сообщение ОИЯИ, P2-85-173, Дубна, 1985.
10. Шмаков С.Ю., Ле Ван Нгок. - Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-2-85-47, 1985.
11. Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. - Депонированная публикация ОИЯИ, Б3-10-84-873, Дубна, 1984.
12. Барашенков В.С. - В сб.: Объединенный институт ядерных исследований ОИЯИ, 86-1, Дубна, 1986, с.253.
13. Барашенков В.С. и др. - ЖВММФ, 1987, т.27, с.149.
14. Ермаков С.М. - Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М.: Наука, 1975, с.49.
15. Mc Donald F.B. - Ann. IQSY, Cambridge, Mass. MITpress, 1969, v.4, p.187.
16. Мурзин В.С. - Введение в физику космических лучей. М.: Атомиздат, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 декабря 1989 года.