

Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

P2-85-135

В.С.Барашенков, Ле Ван Нгок, С.Ю.Шмаков

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОТОКОВ  
ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ В АТМОСФЕРЕ

Направлено в "ЖВМ и МФ"

1985

Изучение ядерных взаимодействий высокоэнергетических элементарных частиц по характеру порождаемых ими каскадов /ливней/ вторичного излучения в атмосфере, прогнозирование радиационной обстановки на различных высотах, оценка доз радиоактивного излучения, распространяющегося в воздухе вокруг ускорителей, и многие другие научные и прикладные вопросы требуют для своего решения пространственных распределений и спектров потоков ядерных частиц различных типов. Задача становится особенно трудной, когда нужно знать эти величины внутри неоднородных по составу и сложных по конфигурации блоков-вещества - например, при оценках эффективности запускаемых на большие высоты детекторов излучений.

В ЛВТА ОИАИ создана монте-карловская модель образования и распространения каскада частиц в атмосфере<sup>1,2/</sup>. Метод Монте-Карло наиболее адекватен условиям задачи, так как позволяет сравнительно легко адаптировать модель к изменениям задаваемых исходных условий и варьированию предположений о свойствах ядерных взаимодействий, что часто приходится делать при решении физических задач. Точность расчетов /- 5%/ , которая достигается при приемлемых затратах времени ЭВМ, также достаточна для большинства этих задач.

Исходными являются энергетический спектр и угловое распределение первичных частиц  $d^3N(E, \theta, \phi)/dE d\phi d\cos\theta$ . Для многих практически важных случаев эта функция факторизуется:

$$d^3N/dE d\phi d\cos\theta = dN_E(E)/dE \cdot d^2N_{\phi\theta}(\phi, \theta)/d\phi d\cos\theta.$$

Например, в случае космических лучей первичными являются протоны с изотропным угловым распределением на границе атмосферы и энергией, большей некоторой минимальной  $E_{\min}(\chi, \theta, \phi)$ , зависящей от географической широты местности  $\chi$ <sup>3/</sup>. Вместе с тем есть задачи /в частности, расчет полей излучения, создаваемого пучком ускоренных частиц/, когда приходится рассматривать более общий вид пространственно-энергетического распределения первичных частиц /с соответствующим увеличением времени счета/.

Частица с разыгранными значениями  $E, \phi, \theta^*$  генерирует каскад вторичных частиц, испытывая первое столкновение на расстоянии  $\ell$  от точки входа в атмосферу. Это расстояние определяется из уравнения

$$\int_0^{\ell} d\ell / \lambda(E(\vec{r}), \vec{r}) = -\ln \xi, \quad /1/$$

где

$$\lambda = 1 / \sum_i \sigma_i(E(\vec{r})) \rho_i(\vec{r}) \quad /2/$$

- "средний пробег в точке"  $\vec{r}$ ,  $\sigma_i$  - полное сечение взаимодействия частицы с ядром сорта  $i$  в точке  $\vec{r}$ ,  $\rho_i$  - плотность числа этих ядер. Интегрирование выполняется вдоль траектории частицы.

Уравнение /1/ является обобщением известного соотношения  $\ell = -\lambda \ln \xi$  с постоянным значением  $\lambda$  на неоднородные среды /4/ и учитывает изменение энергии частицы  $E = E(\vec{r})$  вдоль ее траектории в результате ионизационных процессов.

Если траектория частицы не пересекает блоков расположенного в воздухе вещества, то

$$\rho_i(z) \approx \rho_{0i} \exp\{a(z-h)\}, \quad /3/$$

где  $z = \ell \cos \theta$  - расстояние от границы атмосферы /  $\theta$  - угол по отношению к вертикали /,  $h$  - высота границы атмосферы над уровнем моря,  $a$  - экспериментально определяемая константа,  $\rho_{0i}$  - плотность ядер азота и кислорода в атмосфере на уровне моря. Если, кроме того, частица /нейтрон или  $\pi^0$ -мезон/ не ионизирует среду, то из /1/ следует

$$\ell = \ln(1 - \lambda a \cos \theta \ln \xi) / a \cos \theta. \quad /4/$$

Во всех других случаях пробег  $\ell$  разыгрывается по формулам /1/, /2/ методом "выравнивания сечений" /5/. Для протонов и заряженных

\* Энергетический спектр космических частиц  $dN_E/dE$  имеет сложный вид, различаясь на много порядков на границах рассматриваемого интервала энергий  $E \in [0,01, 100]$  ГэВ, и для определения величины  $E = E(\chi, \theta, \phi)$  приходится численно решать уравнение

$$\int_{E_{\min}}^E dE \cdot \frac{dN_E(E)}{dE} / \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{dN_E(E)}{dE} = \xi.$$

Здесь и везде далее  $\xi \in [0, 1]$  - равномерно распределенное случайное число.

$\pi$ -мезонов учитываются потери энергии на ионизацию с помощью обращения хорошо изученного в экспериментах соотношения между длиной ионизационного пробега и энергией частицы  $R = f(E)^{1/6}$ .

При расчете пробегов  $\pi$ -мезонов учитывается вероятность их распада до ядерного взаимодействия. Распадаются, в основном,  $\pi^0$ -мезоны, время жизни которых значительно меньше, чем у заряженных  $\pi^\pm$ -мезонов ( $\tau_\pm / \tau_0 \sim 10^8$ ). При высоких энергиях, когда велика вероятность рождения  $\pi$ -мезонов, в распадный канал уходит значительная часть энергии первичной частицы.

Наиболее сложным является расчет взаимодействия частицы с ядром. Это взаимодействие, особенно при высоких энергиях, когда могут рождаться десятки новых частиц, трудно описать с помощью феноменологических распределений. В области высоких энергий построение таких распределений само по себе представляет сложную задачу, решенную лишь для некоторых частных случаев /см., например, /7/. Для расчета неупругого ядерного взаимодействия при энергиях  $E > 10$  МэВ мы воспользовались монте-карловской моделью внутриядерного каскада, которая позволяет определить энергию и углы вылета для каждой рождающейся частицы\*. Упругое столкновение разрывалось по известным из опыта распределениям  $dW(E, \theta) / d \cos \theta$ . Ядерные взаимодействия при меньших энергиях рассчитывались на основе многогрупповой системы констант /8,9/.

Пробеги вторичных частиц определяются указанным выше способом. Расчет продолжается до исчерпания ядерных частиц в рассматриваемой пространственной области /например, в слое воздуха или внутри блока вещества, поднятого на определенную высоту/.

\* Модель внутриядерных каскадов рассматривает ядро как газ протонов и нейтронов в потенциальной яме с диффузным пространственным распределением, определяемым из опыта. Налетающая частица движется в ядре, испытывая столкновения с внутриядерными частицами, рассеивая их и порождая новые. В общих чертах модель похожа на расчет каскада в веществе, только вместо ядерных взаимодействий происходят столкновения элементарных частиц. Их характеристики разыгрываются на основе известных феноменологических распределений. После вылета лавины каскадных частиц /или поглощения медленной налетающей частицы с энергией  $E \geq 10$  МэВ/ остаточное сильно возбужденное ядро делится или "охлаждается" путем "испарения" нейтронов. Эта часть процесса тоже рассчитывается методом Монте-Карло. Подробнее см. /3,7,8/.

Заметим, что монте-карловский подход можно применять и на следующей, более глубокой стадии - для расчета взаимодействий элементарных частиц, рассматривая столкновения кварков, из которых состоят эти частицы. Однако такой "трехэтажный" расчет становится слишком громоздким и может быть оправдан лишь в области сверхвысоких энергий, где нет экспериментальных данных о взаимодействиях элементарных частиц /9,10/.

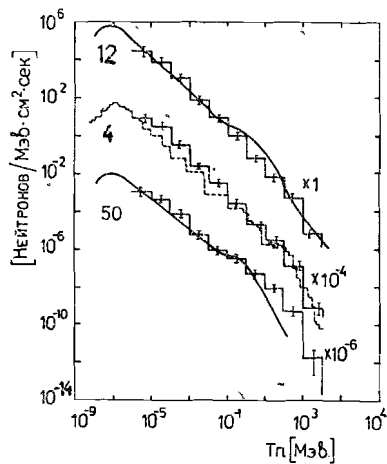


Рис.1. Энергетический спектр нейтронов, порожденных космическими лучами на высоте 4, 12 и 50 км над уровнем моря в условиях "спокойного солнца". Географическая широта  $\chi = 42^\circ$ . Сплошные гистограммы - наш расчет, пунктирные - расчет Армстронга и др.  $\cdot 10^i$ . Кривые - экспериментальные данные.

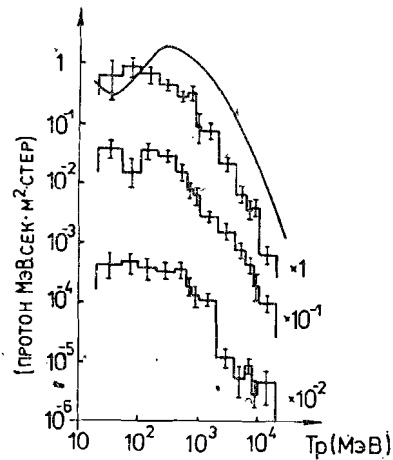


Рис.2. Энергетический спектр протонов в каскаде, порожденном космическими лучами в условиях "спокойного солнца" на высоте 12 км на полюсе ( $\chi = 90^\circ$ ), широте  $42^\circ$  ( $\times 10^{-1}$ ), и на экваторе ( $\chi = 0^\circ$ ,  $\times 10^{-2}$ ). Гистограмма - наш расчет, кривая - спектр первичных космических протонов.

Модель позволяет рассчитывать потоки и пространственно-энергетические распределения протонов, нейтронов,  $\pi$ -мезонов и ядер отдачи. В качестве примера на рис.1 и 2 показана взаимосвязь спектров частиц в космических линиях от высоты и географической местности. Рис.3 иллюстрирует высотную зависимость числа каскадных частиц.

Для сравнения на рис.1 приведены экспериментальные данные и результаты расчетов других авторов. Как видно, различные данные на рис.1 согласуются в интервале более десяти порядков величины.

На ЭВМ с быстродействием в несколько миллионов операций/с типичное время счета набора пространственно-энергетических распределений для одного значения  $\chi$ , с указанной на рис.1,2 точностью, составляет около часа и слабо зависит от того, при скольких значениях высоты  $h$  строятся распределения. Вместе с тем модель обладает большой избыточностью, особенно в блоке расчета ядерных взаимодействий, что важно при решении физических задач. Если же интересоваться такими средними характеристиками, как, например, высотные распределения интегральной дозы

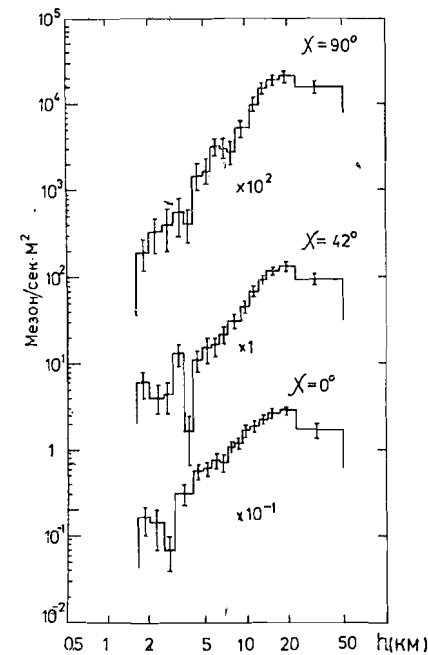


Рис.3. Изменение числа заряженных  $\pi$ -мезонов в атмосфере с высотой на широте  $\chi = 90^\circ$ ,  $42^\circ$  и  $0^\circ$ . Условия "спокойного солнца".

облучения, то без заметного снижения точности модель может быть существенно огрублена и время расчета значительно снижено.

Число ядерных взаимодействий, "узлов" в каскадном "дереве", порожденном одной первичной частицей с энергией в несколько ГэВ, часто достигает многих сотен и даже тысяч. В основном - это столкновения с ядрами низкоэнергетических нейтронов. Если нет специальных ограничений, модель прослеживает нейтроны вплоть

до энергий 0,025 эВ/. Во многих случаях можно обрезать каскад на значительно большей энергии\*. Это также экономит много времени.

Следует заметить, что каскад ядерных частиц в атмосфере сопровождается каскадом гамма-квантов, электрон-позитронных пар и мю-мезонов, рождающихся в процессах распадов и электромагнитных взаимодействиях. Для расчета этого каскада нужна отдельная, другая программа.

Пользуемся случаем поблагодарить В.И.Иванова за помощь на первом этапе расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Шмаков С.Ю. Труды математического совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях, ОИЯИ, Д10,11-81-622, Дубна, 1981.
2. Ле Ван Нгок, Шмаков С.Ю. ОИЯИ, Б1-2-85-47, Дубна, 1985.
3. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. Атомиздат, М., 1979.

\* Например, вклад нейтронов с энергиями  $E < 0,1$  МэВ в интегральную дозу облучения на больших высотах составляет всего лишь несколько процентов.

4. Барашенков В.С., Тошеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
5. Coleman W.A. Nucl.Sci.Eng., 1968, vol.32, p. 76.
6. Sternheimer R.M. Phys.Rev., 1960, vol. 118, p. 1045.
7. Барашенков В.С., Славин Н.В. ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 997.
8. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Энергоатомиздат, М., 1981.
9. Николаев М.Н. и др. АЭ, 1971, т. 30, с. 426.
10. Armstrong G.W. et al. Journ. Geophys.Res., 1973, vol.78, p. 2715.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

*1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, Р2-84-649,  
Дубна, 1984.*

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

*Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.*

*Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.*