

со временем даже при условии хранения стекла в темноте [3]. Причем наибольшая скорость обесцвечивания облученного витринного стекла наблюдалась в первые 10 суток (~15%). Приблизительно через месяц после облучения оптическая плотность изображения снизилась на 35%.

Описанный метод был успешно применен при дистанционной резке облученных в реакторе ампул в процессе их подготовки к радиохимическим экспериментам.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В. М. Баринову за помощь в фотометрировании стекол.

Поступило в Редакцию 15/VIII 1973 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойд Дж. Авторадиография в биологии и медицине. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
2. Шассенд-Бароц Н. В кн.: Сборник материалов симпозиума по отдельным вопросам дозиметрии. Избранные докл. иностр. ученых (Вена, 1960). М., Атомиздат, 1962, с. 73—76.
3. Бюргановская Г. В. и др. Действие излучений на неорганические стекла. М., Атомиздат, 1968.
4. Давиденко В. А. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, с. 815.
5. Роджерс Э. Авторадиография. М., Атомиздат, 1972.

## Распространение быстрых ядерных частиц в атмосфере

БАРАШЕНКОВ В. С., СДОБНОВ В. Е., ЧИГРИНОВ С. Е.

УДК 539.12.17

В работах [1, 2] методом Монте-Карло рассчитано распространение пучков высокоэнергетических частиц в плотных средах. Эти расчеты основаны на каскадно-испарительной модели неупругих взаимодействий быстрых частиц с ядрами и позволяют получить согласующиеся с опытом плотность потока, угловые и энергетические распределения вторичных частиц в блоке.

Однако для практики важно знать распространение пучков быстрых частиц в протяженных газовых средах, в частности, распространение космических лучей в атмосфере Земли и других планет. Это необходимо для решения некоторых астрофизических вопросов, анализа структуры широких атмосферных ливней, при оценке радиационной обстановки на больших высотах и при расчете радиационных зон вокруг сильноточных ускорителей.

Программа, позволяющая рассчитывать методом Монте-Карло распространение ядерных частиц в протяженных газовых средах для энергий частиц от нескольких десятков мегаэлектронвольт до нескольких сотен гигаэлектронвольт, разработана авторами настоящей работы в ЛЯР ОИЯИ. Как и в работах [1, 2], эта программа основана на каскадно-испарительной модели неупругих пион- и нуклон-ядерных взаимодействий. При этом дополнительно учитывали эффект уменьшения плотности числа внутриядерных нуклонов в ходе развития каскадной лавины, что существенно при энергиях налетающих частиц  $T \gtrsim 3 \div 5 \text{ Гэв}$  [3, 4]. Распределение внутриядерных нуклонов описывается формулой Саксона — Вудса без разбиения ядра на зоны с постоянной плотностью [5]. В области очень высоких энергий (более нескольких десятков гигаэлектронвольт) внутриядерные каскады рассчитывают с учетом вклада лидирующих частиц [6]. Распад возбужденных ядер, остающихся после каскадной стадии процесса взаимодействия, рассчитывается на основе модели испарения. Хотя для легких ядер условия применимости этой модели выполняются плохо, сравнение с более точной «взрывной» моделью распада показало, что при правильном подборе параметров интересующие нас характеристики вторичных частиц, возникающих в результате неупругого ядерного взаимодействия, воспроизводятся с достаточной точностью. Этот вывод подтверждается также сравнением расчетных величин с известными экспериментальными данными для группы легких ядер

фотоэмульсии (углерод, азот, кислород). Для более детальных расчетов (в частности, для изучения образующихся в атмосфере изотопов, выход которых весьма чувствителен к модели распада) необходимо использовать более точные методы [7].

Для расчета ионизационных потерь протонов и  $\pi^+$ -мезонов в атмосфере были использованы феноменологические выражения из работы [8]. Поскольку ионизационный пробег тяжелых частиц  $d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$  значительно меньше их ядерного пробега, вкладом этих частиц пренебрегали. Протоны, замедлившиеся до «энергии обрезания»  $T_{\text{обр}} = 15 \text{ Мэв}$ , также считались выбывшими из каскада в атмосфере, поэтому их дальнейшее распространение не учитывали.

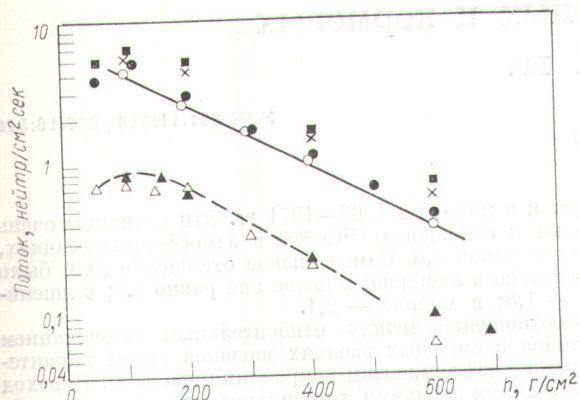
При расчетах все  $\pi^+$ -мезоны с энергиями  $T \leq 2 \text{ Мэв}$  предпологались распадающимися. То же самое принималось и для  $\pi^-$ -мезонов, что вполне оправдано, так как плотность атмосферы мала, и, следовательно, вероятность ядерного поглощения замедлившихся  $\pi^-$ -мезонов незначительна. При больших энергиях конкуренция процессов распада и ядерного взаимодействия разыгрывалась по относительной величине вычисленных распадного и ядерного пробегов (при условии, что кинетическая энергия пиона в конце пробега больше «энергии обрезания»). Все  $\pi^0$ -мезоны, не испытавшие за время их жизни в лабораторной системе координат  $\tau = \tau_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$  ядерного взаимодействия, считались распавшимися на два  $\gamma$ -кванта.

Относительная вероятность упругого и неупругого взаимодействий частицы с ядром определенного типа разыгрывалась по соответствующим сечениям  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_{inel}$  из монографии [9]. Угол упругого рассеяния разыгрывался по формуле [10]

$$d\sigma/d\Omega_{lab} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{1}{3}p^2 r^2 \theta_{lab}^2 / \hbar^2\right),$$

где  $\sigma_0$  — множитель, не зависящий от  $\theta_{lab}$ ;  $p$  — импульс частицы;  $r = Z^{1/3} \hbar / m_{\pi} c$ ;  $Z$  — атомный номер мишени. Поведение нейтронов с энергиями  $T \leq 10,5 \text{ Мэв}$  описывалось на основе транспортного приближения из работы [11].

Для того чтобы проиллюстрировать точность разработанной программы, рассмотрим практически важный случай распространения в земной атмосфере первичного космического излучения, дифференциальный спектр



Р и с. 1. Поток нейтронов на разных высотах  $h$  на широте  $42^\circ$ :

■ — результаты расчетов для нейтронов всех энергий (настоящая работа); X — соответствующие теоретические данные [16]; ● — результат расчетов для нейтронов с энергиями 0—20 Мэв (настоящая работа); ○ — соответствующие теоретические данные [16]; — — — эксперимент [13]; — — — экспериментальные данные для нейтронов с энергиями 1—10 Мэв [14]; ▲ — результат расчетов настоящей работы; △ — теоретические данные [16].

которого определяется выражением [12]

$$N(E) = \frac{0,048}{E^{2/3} (1 + 0,09E^{4/3})^{3/2}},$$

где  $E$  — энергия (Гэв),  $EN(E) dE$  — энергия (Гэв/см<sup>2</sup>·сек·стерад), приносимая на Землю протонами в интервале энергий  $E \div E + dE$ .

Предположим, что на пути первичного излучения находится бесконечный плоский слой воздуха толщиной 1033 г/см<sup>2</sup>, состоящий из кислорода (21%) и азота (79%). Изменение давления с высотой и температурой определяется соотношением

$$P(h) = \begin{cases} P_0 \left(\frac{t - \beta h}{t_0}\right)^{g/\alpha\beta}, & \text{если } h \leq 11 \text{ км, } t_0 = 288,155^\circ\text{К;} \\ P_{11} \exp(-gh/\alpha t), & \text{если } h > 11 \text{ км, } t = 216,655^\circ\text{К,} \end{cases}$$

где  $P_0$  и  $P_{11}$  — давление на уровне моря и на высоте 11 км;  $t_0$  — температура на уровне моря;  $\beta$  — коэффициент, характеризующий температурный градиент;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\alpha = 2,870 \times 10^{-6}$  эрг/г·град — постоянная, связанная с выбором системы единиц.

Расчеты выполнены для широты  $\lambda = 42^\circ$ , где имеются экспериментальные данные [13—15] и результаты теоретических расчетов [16]. Влияние геомагнитного поля учитывалось путем отбора частиц по энергии, а также по полярному и азимутальному углам. При этом энергия обрезания задавалась в виде

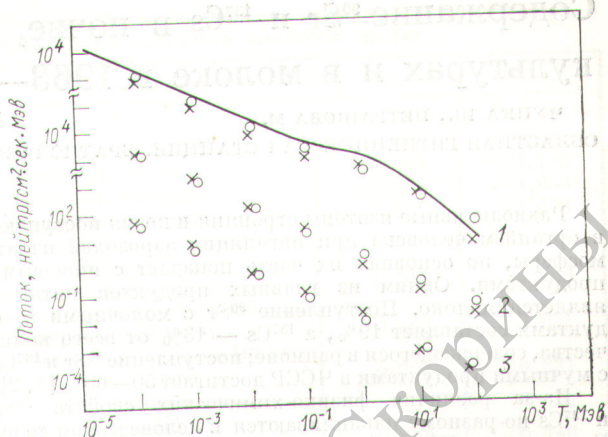
$$E_\lambda(\theta) = mc^2 (\sqrt{1 + [ZP_\lambda(\theta)/mc^2]^2} - 1),$$

где жесткость обрезания для дипольного представления геомагнитного поля

$$P_\lambda(\theta) = 59,6 Z \cos^4 \lambda [1 + \sqrt{1 - \sin \phi \cos \theta \cos^3 \lambda}]^{-2} \text{ Гэв/с.}$$

Здесь  $mc^2$  — масса космической частицы с зарядом  $Z$ ;  $\lambda$  — геомагнитная широта;  $\theta$  и  $\phi$  — полярный и азимутальный углы, характеризующие направление движения частиц.

Результаты вычислений потоков нейтронов, а также экспериментальные данные и результаты расчетов



Р и с. 2. Энергетический спектр нейтронов на различных глубинах в атмосфере:

○ — результаты расчета настоящей работы; × — теоретические данные [16]; кривая — эксперимент [15]. 1 — 200 г/см<sup>2</sup>; 2 — 400 г/см<sup>2</sup>; 3 — 600 г/см<sup>2</sup>.

Ок-Риджской лаборатории приведены на рис. 1, 2. Видно, что результаты настоящей работы весьма близки к экспериментальным и теоретическим данным [16].

Следует заметить, что наряду с протонами первичное космическое излучение содержит около 6%  $\alpha$ -частиц и небольшую примесь тяжелых ядер (около 1%). Вклад этого компонента можно учесть, если для розыгрыша характеристик вторичных частиц воспользоваться методами расчета неупругих взаимодействий ядер с ядрами, предложенными в работах [4, 17], однако вклад  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ядер невелик, что согласуется с результатами [16], где этот вопрос исследован подробно. Поступило в Редакцию 13/VIII 1973 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашенков В. С. и др. АЭ, 1972, т. 32, с. 123.
2. Барашенков В. С., Соболевский Н. М., Тонеев В. Д. «Геохимия», 1972, т. 11, с. 1325.
3. Барашенков В. С., Ильинов А. С., Тонеев В. Д. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 743.
4. Барашенков В. С. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 434.
5. Барашенков В. С. и др. ОИЯИ P2-6503, Дубна, 1972.
6. Барашенков В. С. и др. Сообщение ОИЯИ, P2-6022, Дубна, 1971. В сб.: Квантовая теория систем многих частиц. Кишинев, 1973, с. 83.
7. Абдинов О. Б., Барашенков В. С. Acta Physica Polonica, 1972, v. B3, p. 385.
8. Взоров П. К. ОИЯИ P1-4442, Дубна, 1969.
9. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1973.
10. Geibel J., Ranft J. Nucl. Instrum. and Methods, 1965, v. 32, p. 65.
11. Абгян Л. П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
12. Neer G. В сб.: Первичное космическое излучение. М., Изд-во иностр. лит., 1956, с. 79.
13. Boella G. e. a. Nuovo Cimento, 1963, v. 29, p. 103.
14. Holt S. J. Geophys. Res., 1966, v. 71, p. 5109.
15. Hess W. e. a. Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 445.
16. Armstrong T. e. a. ORNL-TM-3961, Oak-Ridge, 1972.
17. Барашенков В. С. и др. ОИЯИ E2-6706, Дубна, 1972.