

## АДРОНЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ МЮОНАМИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПОД ЗЕМЛЕЙ, КАК ИСТОЧНИК ФОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО РАСПАДУ ПРОТОНА

А.С.Мальгин, О.Г.Ряжская, В.Г.Рясный, Ф.Ф.Хальчуков

В работе приводятся результаты измерения потока нейтронов с энергиями 20 – 80 МэВ, генерируемых мюонами в грунте на глубине 550 м.в.э., и оценки на поток адронов с энергиями выше 0,7 ГэВ для разных глубин под землей. Получено, что адронный фон существенен в экспериментах по распаду протона на глубинах вплоть до 8000 м.в.э.

В последнее время в связи с проведением экспериментов по поиску распада нуклона вопрос фона, обусловленного космическими мюонами и нейтрино, встал наиболее остро. Одним из недостаточно изученных источников фона являются адроны, имеющие энергии выше 0,7 ГэВ. Как было показано в 1965, 1966 гг.<sup>1,2</sup>, основным механизмом генерации адронов на больших глубинах под землей является ядернокаскадный процесс, возникающий при неупругом взаимодействии мюонов космических лучей с ядрами грунта.

Результаты экспериментов<sup>4,5</sup> подтвердили расчеты<sup>1,2</sup> и было получено, что среднее число нейтронов, генерируемое в ядерных каскадах, растет с энергией мюона как  $E_\mu^{0,75 \pm 0,0}$ . Потоки нейтронов на разных глубинах, рассчитанные на один мюон, зависят от средней энергии мюонов на глубине таким же образом<sup>3</sup>.

На рис. 1 представлены кривые зависимости вклада нейтронов от энергии, переданной во взаимодействие, для разных глубин.

Видно, что чем больше глубина (средняя энергия мюонов  $\bar{E}_\mu$ ), тем больше нейтронов генерируется на один проходящий мюон в ядерных каскадах высоких энергий. На кривой, относящейся к глубине 550 м.в.э., приведены экспериментальные точки, полученные на 100-тонном сцинтилляционном детекторе ИЯИ АН СССР<sup>4-7</sup>. Хорошее согласие экспериментальной и расчетной кривой в области высоких энергий позволяет надеяться, что расчет для больших глубин обоснован.

Помимо изучения зависимости полного количества нейтронов от энергии, переданной во взаимодействие, мы измерили поток нейтронов с энергиями 20 – 80 МэВ, выходящий из скалы. Он был найден по запаздывающим совпадениям между импульсами от протонов отдачи в жидком сцинтилляторе и  $\gamma$ -квантов захвата медленных нейтронов на водороде, и оказался равным  $2,3 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ . При получении этой величины был учтен эффект имитации истинных событий одновременным попаданием в детектор заряженных частиц или  $\gamma$ -квантов и генетически связанных с ними медленных нейтронов. Данный эффект составляет менее 20% от вышеприведенной величины. Расчет показывает, что, в основном, нейтроны с энергиями 20 – 80 МэВ приходят через боковую поверхность. Причем они не коррелированы с мюонами, пересекающими детектор.

Для оценки потоков нейтронов на больших глубинах мы воспользуемся тем соображением, что практически все нейтроны с  $20 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 80 \text{ МэВ}$  генерируются в ядерных каскадах. Тогда их поток на любой глубине  $I_n(H)$  будет равен:

$$I_n(H) = \int_{20 \text{ МэВ}}^{80 \text{ МэВ}} I_n(H) dE_n = \frac{\int_{20 \text{ МэВ}}^{80 \text{ МэВ}} I_n(E_n, 550) dE_n}{I_\mu(550) \bar{E}_\mu^{0,75}(550)} I_\mu(H) \bar{E}_\mu^{0,75}(H).$$

При определении потока нейтронов с энергией больше  $E_n$  можно воспользоваться спектром генерации протонов и нейтронов, полученным из работ<sup>8-11</sup> и представленным на рис. 2. Кри-

вая 3 найдена интегрированием спектров протонов, измеренных под различными углами от 25 до 180°. Мы предполагаем, что спектр генерируемых нейтронов при энергиях выше 20 МэВ соответствует спектру протонов. Следует заметить, что приведенный спектр генерации не зависит ни от сорта налетающей частицы, ни от ее энергии, если она выше 2 ГэВ<sup>12, 13</sup>.

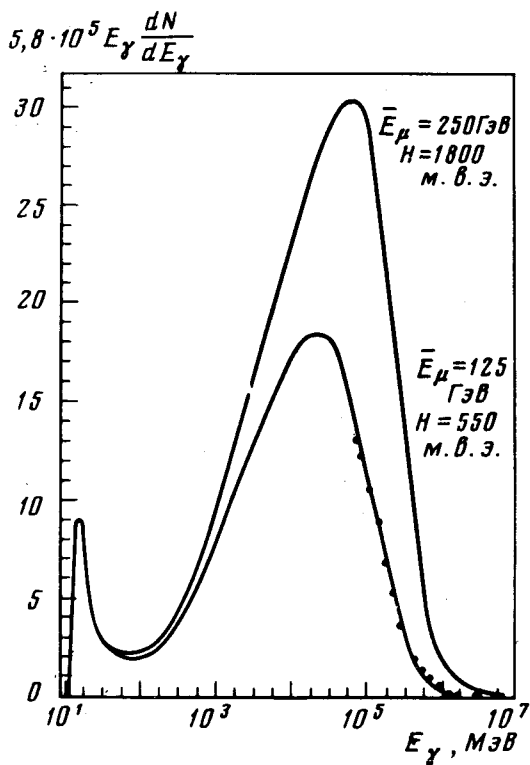


Рис. 1. Зависимость вклада нейтронов, генерированных при неупругом взаимодействии мюонов, от энергии, переданной во взаимодействие ( $E_\gamma$ )

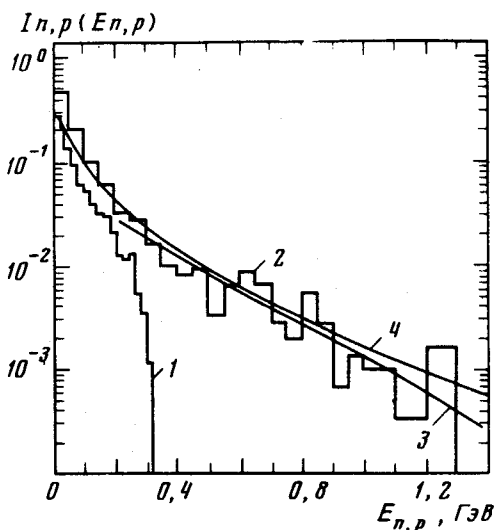


Рис. 2. 1 — Энергетический спектр нейтронов, образованных в реакции  $\pi^- {}^{27}\text{Al} \rightarrow n X$  при  $E_{\pi^-} = 0,4$  ГэВ,  $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ <sup>9</sup>; 2 — то же при  $E_{\pi^-} = 1,87$  ГэВ<sup>9</sup>; 3 — энергетический спектр протонов, образованных в реакции  $\gamma {}^{12}\text{C} \rightarrow p X$  при  $E_\gamma = 4,5$  ГэВ,  $25^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ <sup>8</sup>; 4 — энергетический спектр протонов, образованных в реакции  $p {}^{27}\text{Al} \rightarrow p X$ ,  $E_p = 1,84$  ГэВ<sup>10</sup>

При энергиях ниже 2 ГэВ высокоэнергичная часть спектра нуклонов начинает обрезаться, как следует из рис. 2. Поэтому при расчете потока нуклонов с  $E_n > 0,7$  ГэВ существенно, сколько частиц  $N_h$  в ядерном каскаде имеют энергии выше 2 ГэВ. Эта величина зависит от начальной энергии каскада или, что, в конечном итоге, то же самое, от средней энергии мюона на глубине. Величина  $K = N_h(> 2 \text{ ГэВ})/N_h(< 2 \text{ ГэВ})$  меняется от 1/5 на глубине 550 м.в.э до 1/2 на глубинах больше 4000 м.в.э. Окончательная формула для оценки потока нуклонов на глубине  $H$  следующая:

$$\int_{700 \text{ МэВ}}^{\infty} I_n(E_n, H) dE_n = \frac{I_n(H) \int_{700 \text{ МэВ}}^{\infty} N_n(E_n) dE_n}{\int_{20 \text{ МэВ}}^{\infty} N_n(E_n) dE_n} K,$$

где  $N_n(E_n)$  — спектр генерации нейтронов.

В таблице приведены потоки нейтронов с  $E_n > 0,7$  ГэВ, не коррелированные с мюонами, проходящими через установки, для глубин 550, 850, 1500, 5300 и 7600 м.в.э., рассчитанные на  $100 \text{ м}^2$  боковой поверхности в год. Потоки протонов таких энергий и потоки  $\pi$ -мезонов по порядку величины такие же.

$H$ (м.в.э.)	550	850	1500	5300	7600
$I_n$ (год $^{-1}$ на $100 \text{ м}^2$ )	$2 \cdot 10^{-4}$	$10^4$	$1,5 \cdot 10^3$	15	1,5

Адроны с энергией  $\sim 1$  ГэВ при взаимодействии с ядрами образуют в среднем двух-трех-лучевые звезды. Средний угол вылета вторичных частиц равен  $\theta_N = 65^\circ$ ,  $\theta_\pi = 82^\circ$  для нуклонов и пионов, соответственно. Звезды, генерированные адронами, могут иметь точки зарождения в любом месте детектора, так как средний пробег поглощения адрона составляет  $\lambda = 100 - 120 \text{ г/см}^2$ <sup>10,14</sup>. Заряженные частицы (протоны или  $\pi$ -мезоны), попадающие в детектор, можно исключить системой антисовпадений. Для нейтронной компоненты антисовпадательная защита должна быть очень толстой, так как интенсивность потока нейтронов падает как  $e^{-x/\lambda}$ . Поэтому нейтронная компонента является наиболее опасным фоном при детектировании нуклонного распада. Для того, чтобы выделить эффект из фона, необходимо измерять как энергетический спектр, так и распределение событий по координатам. При значительных линейных размерах установок  $L \gg \lambda$  события, связанные с нейтронным фоном, будут распределены по периферии. Энергетический спектр нейтронов, как видно из рис.2, падающий. Но для такого спектра эффект порога, особенно при многократной схеме совпадений, может дать максимум в распределении в искомом районе. В связи с этим, по-видимому, необходимо использовать низкие аппаратные пороги.

Следует отметить, что точность приведенных оценок порядка двойки, однако они указывают на то, что адронный фон существенен на любых, используемых до сих пор глубинах.

В заключение нам хотелось бы выразить глубокую признательность Г.Т.Зацепину за ценные советы и постоянное внимание к работе, В.С.Березинскому и В.Л.Дадькину за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Зацепин Г.Т., Ряжская О.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, 29, 1946.
2. Ryazhskaya O.G., Zatsepin G.T. Proc. 9-th ICRC, 1966, 3, 987.
3. Безруков Л.Б. и др. ЯФ, 1973, 17, 98.
4. Enikееv R.I. et al. Proc. 17-th ICRC, 1981, 10, 359.
5. Еникеев Р.И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, 1847.
6. Береснев В.И. и др. ПТЭ, 1981, 6, 48.
7. Beresnev V.I. et al. Proc. 16-th ICRC, 1979, 10, 293.
8. Аланакян К.В. и др. ЯФ, 1981, 34, 1494.
9. Барашенков В.С., Тонеев В.Л. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, М.: Атомиздат, 1972.
10. Хаякава С. Физика космических лучей, часть I, М.: Мир, 1973.
11. Амелин Н.С. и др. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1981, 13, 130.
12. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1974, 6, 1266.
13. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Physics Reports, 1981, 76, 215.
14. Локк В., Миздей Д. Физика частиц промежуточных энергий, М.: Атомиздат, 1973.