

УДК 539.125.5

## ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ МЮОНАМИ, С ПОМОЩЬЮ ПОДЗЕМНОГО ДЕТЕКТОРА LVD

© 2005 г. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, Е. А. Добрынина, В. В. Кузнецов,  
А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, В. Ф. Якушев (Коллаборация LVD)

*Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва.*

На подземном сцинтилляционном детекторе LVD (Гран Сассо, глубина 3650 м.в.э.) измерен полный удельный выход нейтронов, образуемых мюонами и продуктами их взаимодействий в веществе детектора. Полученная величина согласуется с результатами экспериментов по аналогичной методике на глубинах 25, 316, 570 и 5200 м.в.э.

### ВВЕДЕНИЕ

Количество нейтронов, генерируемых мюонами в веществе, является важнейшей характеристикой при проведении низкофоновых подземных экспериментов по регистрации редких явлений, предсказываемых теорией, таких как нейтринные осцилляции (эксперименты SNO, Super Kamiookande, Kam-Land), поиск частиц “темной материи”.

Измерение величины полного выхода нейтронов, генерируемых мюонами, позволяет при известном энергетическом спектре нейтронов определить их потоки в различных интервалах энергии.

### 1. МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ

Размеры и структура детектора LVD, состав его вещества [1] определяют высокую эффективность регистрации нейтронов, генерируемых мюонами в установке. Среднее число нейтронов  $\langle n \rangle$  (удельный выход нейтронов) определяется в расчете на мюонное событие на  $g \cdot \text{см}^{-2}$  пробега мюона. Средняя длина мюонной траектории в установке LVD составляет  $L_{\mu} = 536$  см, для внутренней части установки  $L_{\mu}^{\text{in}} = 351$  см.

Регистрация нейтронов производится по  $\gamma$ -квантам, испускаемым после захвата термализованных нейтронов в основном протонами сцинтиллятора ( $C_nH_{2n}$ ,  $\bar{m} = 9.6$ ), частично – ядрами железа и хлора, входящего в состав камер трековой системы (поливинилхлорид – ПВХ).

Нейтроны, генерируемые как мюонами, так и продуктами их взаимодействий в электромагнитных и адронных каскадах, обладают энергиями от кэВ до сотен МэВ со спектром  $\sim E^{-1}$  [2]. Нейтроны сначала замедляются до  $\sim 0.4$  эВ в столкновениях, главным образом, с протонами сцинтиллятора (полное время замедления  $\sim 2$  мкс), а затем терма-

лизуются с деградацией энергии от  $\sim 0.4$  до  $0.025$  эВ за время  $< 10$  мкс.

Система регистрации запускается в момент пересечения мюоном установки LVD на время  $\leq 1000$  мкс, в течение которого фиксируются амплитуда и время всех событий с энерговыделением  $> 0.6$  МэВ (внутренние счетчики установки). Погрешность определения времени события в окне 1000 мкс составляет  $\pm 70$  нс, энергии – 30%.

Для выделения захватных  $\gamma$ -квантов использованы следующие критерии:

- отобраны мюоны и мюонные группы, пересекающие четыре четверти башни, при этом открываются временные ворота всех счетчиков башни;

- проанализированы события во внутренних счетчиках башни (их полное количество в башне – 120), порог срабатывания которых 0.6 МэВ;

- в анализ включены данные счетчиков, имеющих длительность временных ворот  $\geq 750$  мкс (146 счетчиков в двух башнях).

Разделение захватных  $\gamma$ -квантов и фоновых событий проводится по характерной экспоненте  $\exp(-t/\tau)$  захватов и плоскому временному распределению фоновых импульсов. Регистрируемое временное распределение, таким образом, является суммой

$$dN_n/dt = B + N_0 \exp(-t/\tau).$$

Эффективность регистрации одним счетчиком изотропно распределенных в его объеме нейтронов при захватах в сцинтилляторе составляет 60%. Эта величина объясняется выходом из счетчика  $\gamma$ -квантов и в меньшей степени нейтронов. При выбранных условиях измерений, когда нейтрон регистрируется несколькими счетчиками, эффективность  $\eta_n$  повышается до  $\sim 90\%$ . Гамма-кванты с энергией от 4 до 9.3 МэВ (максимальная энергия  $\gamma$ -кванта от  $n\text{Fe}$ -захвата) регистрируются со  $\sim 100\%$ -ной вероятностью. Высокая эффектив-

ность регистрации обусловлена геометрией и большими размерами регистрирующего объема, при которых практически невозможна потеря ни нейтронов, ни  $\gamma$ -квантов.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

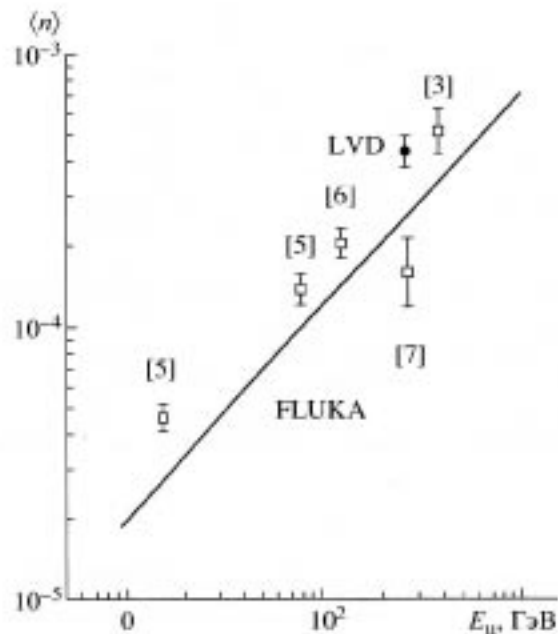
В результате анализа было выделено 116710 мюонных событий, включающих в себя одиночные мюоны и пучки мюонов с сопровождающими как одиночные, так и множественные мюоны, электромагнитными и адронными ливнями. Проанализированы временные распределения импульсов во временном окне 1000 мкс в интервале от 40 до 750 мкс (до 40 мкс присутствуют после импульсы ФЭУ) для двух энергетических диапазонов: 0.5–4 МэВ (*np*-захваты в сцинтилляторе) и 4–12 МэВ (*n*Fe-, *n*Cl-захваты). Временное распределение импульсов первой группы описано с использованием известного показателя экспоненты  $\tau = 185$  мкс; для второй величина  $\tau$  принимает значения от 120 до 170 мкс, что объясняется влиянием более короткого времени жизни нейтронов в железе и ПВХ. Аппроксимация распределения импульсов с энергиями 4–12 МэВ проводилась на временном интервале 40–500 мкс. Количество искомых событий составило  $N(<4 \text{ МэВ}) = 30081$  в первой группе и  $N(>4 \text{ МэВ}) = 4611$  во второй.

Для анализа были отобраны данные 146 из 240 внутренних счетчиков двух башен, которые имеют неискаженные *t*-распределения до 750 мкс. Таким образом, коэффициент *K*, учитывающий этот отбор,  $K = 240/146 = 1.644$ ; число *np*-захватов в сцинтилляторе составляет величину  $N_n^{sc} = N(<4 \text{ МэВ}) \cdot K/\eta_n^{sc} = 54948$ .

Количество  $\gamma$ -квантов в диапазоне 4–12 МэВ определено с использованием  $\tau = 134$  мкс, наилучшим образом аппроксимирующей *t*-распределение в интервале 40–500 мкс. Учитывая, что только 75% *n*Fe- и *n*Cl-захватов сопровождается выходом  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \geq 4$  МэВ, находим полное число *n*-захватов в структуре установки  $N_n^{Fe, Cl} = N(<4 \text{ МэВ}) \cdot K/0.75 = 10107$  и их долю в полном количестве захватов:

$$q = N_n^{Fe, Cl} / (N_n^{sc} + N_n^{Fe, Cl}) = 0.155.$$

Величина *q* определяется отношением объемов железа, ПВХ и сцинтиллятора в расчете на один модуль установки, содержащий восемь сцинтилляционных счетчиков:  $q = (V_{Fe} + V_{ПВХ}) / (V_{Fe} + V_{ПВХ} + V_{sc})$ . Хлор-37 (~380 кг) регулярно распределен в *L*-образной ячеистой трековой системе каждого модуля в объеме  $V_{ПВХ} = 6.3 \times 3.4 \times 0.04 = 0.86 \text{ м}^3$ . При массе и плотности железа и сцинтил-



Зависимость выхода нейтронов от средней энергии потока мюонов на глубинах 25 [5], 316 [5], 570 [6], 5200 [3] и 3650 (LVD, [7]) м.в.э.

лятора одного модуля  $M_{Fe} = 9.46 \text{ т}$ ,  $\rho_{Fe} = 7.8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $M_{sc} = 9.2 \text{ т}$ ,  $\rho_{sc} = 0.78 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  получаем

$$q = \frac{M_{Fe}/\rho_{Fe} + V_{ПВХ}}{M_{Fe}/\rho_{Fe} + M_{sc}/\rho_{sc} + V_{ПВХ}} = 0.160.$$

Для определения величины удельного выхода нейтронов используется формула:  $\langle n \rangle = N_n^{tot} / \langle l_\mu \rangle N_\mu^{cos}$ , где  $N_n^{tot} = N_n^{sc} + N_n^{Fe, Cl} = 65048$ ; средняя длина мюонного трека ( $\langle l_\mu \rangle$ ) во внутреннем объеме установки определяется длиной  $L_\mu^a = 351 \text{ см}$  и усредненной плотностью вещества установки  $\bar{\rho} = 1.44 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , включая сцинтиллятор и материалы структуры ( $\bar{A} = 8.7$ ):  $\langle l_\mu \rangle = L_\mu^a \bar{\rho} = 505 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ;  $N_\mu^{cos} = 116710$  – полное количество мюонных событий: одиночных мюонов и групп, электромагнитных и адронных каскадов.

В результате находим  $\langle n \rangle = 11 \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ , в этой величине присутствует ~1.5%-ный вклад нейтронов от  $\mu$ Fe-захватов.

Точность определения величины  $\langle n \rangle$  зависит в основном от ошибок определения экспоненты *np*-захвата  $\tau_{sc} = 185 \pm 15$  мкс и эффективности регистрации  $\eta_n = 0.90 \pm 0.04$ , которые дают в результате погрешность определения  $\delta = 0.07$  для  $\langle n \rangle = (11 \pm 0.8) \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ .

Доля нейтронов  $Q_{sc}$ , генерированных только в сцинтилляторе, определена аналогично работе [3] и составляет  $Q_{sc} = 0.60 \pm 0.06$ :  $\langle n_{sc} \rangle = \langle n \rangle Q_{sc} =$

$= (6.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Для одномюонных событий (72294 мюонов и 11224 нейтронов)  $\langle n_{\text{св}} \rangle_1 = 1.84 \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Такую же величину выхода получаем для групп мюонов в расчете на мюон (83264 мюона в 23502 группах, 12858 нейтронов).

В 19603 ливнях возникло 39743 нейтрона, это означает, что большая часть нейтронов (>60%) образуется в адронных и электромагнитных каскадах, генерируемых мюонами. Ливневым считалось событие без реконструированного трека, содержащее более 16 сработавших счетчиков. При определении  $\langle n \rangle$  и  $\langle n_{\text{св}} \rangle$  группа мюонов считалась одним мюонным событием, однако расчеты выполнены для одиночных мюонов [4]. Учет кратности мюонных групп уменьшает величину выхода нейтронов:

$$\langle n_{\text{св}} \rangle_2 = (4.38 \pm 0.53) \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2.$$

Величина  $\langle n_{\text{св}} \rangle_2$ , полученная для глубины 3650 м.в.э. и  $\bar{E}_\mu = 270 \text{ ГэВ}$ , согласуется с результатами экспериментов по аналогичной методике на глубинах 25 [5], 316 [5], 570 [6] и 5200 м.в.э. [3] и несколько превышает значение, рассчитанное по программе FLUKA [4] (рисунок). Результат, представленный в публикации [7]  $\langle n_{\text{св}} \rangle = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ , относится к

нейтронам с энергией выше 10 МэВ, так как для анализа отбирали события с триггерным порогом 5 МэВ.

Таким образом, с помощью LVD были получены средние выходы нейтронов в энергетических диапазонах  $E_n \geq 0.025 \text{ эВ}$  (полный выход) и  $E_n \geq 10 \text{ МэВ}$ . Величины выходов соответствуют энергетическому спектру нейтронов  $dE/E$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16414 и НШ-1782.2003.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алиетта М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. № 2. С. 127.
2. Dementiev A., Ryazhskaya O., Gurentsov V., Sobolevsky N. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 1999. V. 70. P. 486.
3. Aglietta M. et al. // Nuovo Cimento. C. 1989. V. 12. P. 467.
4. Wang Y.-F., Balic V., Graffa G. et al. // hep-ex/0101049. 2001. V. 1.
5. Безруков Л.Б. и др. // ЯФ. 1973. Т. 17. С. 51.
6. Ешкеев Р.И. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1492.
7. Aglietta M. et al. (LVD Collaboration) // Proc. 26th ICRC. Salt Lake City. 1999. V. 2. P. 44.

$= (6.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Для одномионных событий (72294 мюонов и 11224 нейтронов)  $\langle n_{\text{св}} \rangle_1 = 1.84 \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Такую же величину выхода получаем для групп мюонов в расчете на мюон (83264 мюона в 23502 группах, 12858 нейтронов).

В 19603 ливнях возникло 39743 нейтрона, это означает, что большая часть нейтронов (>60%) образуется в адронных и электромагнитных каскадах, генерируемых мюонами. Ливневым считалось событие без реконструированного трека, содержащее более 16 сработавших счетчиков. При определении  $\langle n \rangle$  и  $\langle n_{\text{св}} \rangle$  группа мюонов считалась одним мюонным событием, однако расчеты выполнены для одиночных мюонов [4]. Учет кратности мюонных групп уменьшает величину выхода нейтронов:

$$\langle n_{\text{св}} \rangle_2 = (4.38 \pm 0.53) \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2.$$

Величина  $\langle n_{\text{св}} \rangle_2$ , полученная для глубины 3650 м.в.э. и  $\bar{E}_\mu = 270 \text{ ГэВ}$ , согласуется с результатами экспериментов по аналогичной методике на глубинах 25 [5], 316 [5], 570 [6] и 5200 м.в.э. [3] и несколько превышает значение, рассчитанное по программе FLUKA [4] (рисунок). Результат, представленный в публикации [7]  $\langle n_{\text{св}} \rangle = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ , относится к

нейтронам с энергией выше 10 МэВ, так как для анализа отбирали события с триггерным порогом 5 МэВ.

Таким образом, с помощью LVD были получены средние выходы нейтронов в энергетических диапазонах  $E_n \geq 0.025 \text{ эВ}$  (полный выход) и  $E_n \geq 10 \text{ МэВ}$ . Величины выходов соответствуют энергетическому спектру нейтронов  $dE/E$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16414 и НШ-1782.2003.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алиетта М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. № 2. С. 127.
2. Dementiev A., Ryazhskaya O., Gurentsov V., Sobolevsky N. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 1999. V. 70. P. 486.
3. Aglietta M. et al. // Nuovo Cimento. C. 1989. V. 12. P. 467.
4. Wang Y.-F., Balic V., Graffa G. et al. // hep-ex/0101049. 2001. V. 1.
5. Безруков Л.Б. и др. // ЯФ. 1973. Т. 17. С. 51.
6. Ешкеев Р.И. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1492.
7. Aglietta M. et al. (LVD Collaboration) // Proc. 26th ICRC. Salt Lake City. 1999. V. 2. P. 44.