

## АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ВЫХОДУ НЕЙТРОНОВ ОТ МЮОНОВ

© 2013 г. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин\*

Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва

Поступила в редакцию 26.07.2012 г.; после доработки 04.10.2012 г.

Проанализированы экспериментальные данные за 60 лет изучения выхода космогенных нейтронов в жидком сцинтилляторе ( $Y_{ЖС}$ ), железе ( $Y_{Fe}$ ), свинце ( $Y_{Pb}$ ). Анализ показал, что основная часть результатов по выходу  $Y_{ЖС}$  была завышена на  $\sim 30\%$ . С учетом этого факта все экспериментальные данные могут быть описаны зависимостью  $Y(\bar{E}_\mu, A) = b_n A^\beta \bar{E}_\mu^\alpha$ , где произведение  $b_n \bar{E}_\mu^\alpha$  — энергозатраты мюона на образование нейтронов. Показатели  $\alpha = 0.78$ ,  $\beta = 0.95$  связаны со свойствами среды и генерацией нейтронов в ливнях.

DOI: 10.7868/S0044002713050024

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Измерения образования нейтронов под действием мюонов космических лучей начались в 1950-е годы. Целью измерений было исследование фотоядерного взаимодействия мюонов, которое в силу низкого сечения  $\sim 10^{-30}$  см<sup>2</sup>/нукл. становилось заметным при энергиях мюонов выше  $\sim 10$  ГэВ, соответствующих глубине более 20 м в.э. Как правило, измерялось среднее значение произведения сечения  $\sigma$  и множественности  $\nu$  нейтронов, рассчитанное на нуклон,  $\langle \nu \sigma \rangle / A$  [см<sup>2</sup>/нукл.] (работы [1–4]), или на ядро,  $\langle \nu \sigma \rangle$  [5, 6].

В середине 1960-х годов после появления работы [7] исследования генерации нейтронов мюонами под землей приобрели новое содержание — изучение источников фона в низкофоновых подземных экспериментах, что сегодня остается актуальным в связи с интенсивными нейтринными исследованиями и поисками частиц темной материи. В качестве количественной характеристики в работе [7] была введена единица “число нейтронов, образованных одним мюоном в 1 г/см<sup>2</sup> вещества”, позднее получившая название “нейтронный выход”:  $Y_n = N_n / (l_\mu \rho)$  [(г/см<sup>2</sup>)<sup>-1</sup>],  $N_n$  — число нейтронов, образованных мюоном с энергией  $E_\mu$  на длине  $l_\mu$  в веществе с плотностью  $\rho$ .

В последнее десятилетие наблюдается оживление интереса к проблеме выхода. Это обусловлено, с одной стороны, возросшими требованиями к точности определения фона в подземных экспериментах и нарастанием вычислительных возможностей — с другой. Вычислительными средствами

с помощью универсальных программ FLUKA, GEANT и их модификаций [8–10] ищутся зависимости выхода от  $E_\mu$  и атомного номера вещества  $A$ . Пока для расчета величины выхода нет выражения, связывающего воедино энергопотери мюона в веществе, ядерные свойства вещества и процессы генерации нейтронов в адронных ( $h$ ) и электромагнитных (em) ливнях, образуемых мюонами и развивающихся в веществе. Для вычисления выхода используются приближительные эмпирические закономерности  $Y_n = p_E \bar{E}_\mu^\alpha$  (при фиксированном  $A$ ) или  $Y_n = p_A A^\beta$  (при фиксированной  $\bar{E}_\mu$ ),  $\alpha = \text{const}$ ,  $\beta = \text{const}$ . Числовые подгоночные коэффициенты  $p_E$ ,  $p_A$  [8–11] вводятся для приведения в согласие расчетов с имеющимся набором экспериментальных данных.

Поскольку стандартной процедурой определения выхода  $Y_n$  является измерение числа нейтронов, образуемых потоком мюонов под землей в мишени фиксированных размеров, величины  $\bar{E}_\mu$  и  $\bar{l}_\mu$  есть средние значения для потока мюонов на данной глубине и длин треков мюонов в мишени.

Величины  $Y_n$  и  $\langle \nu \sigma \rangle / A$  связаны числом Авогадро  $N_0$ :

$$Y_n = N_0 \frac{\langle \nu \sigma \rangle}{A} [\text{см}^2 \text{ г}^{-1}], \quad (1)$$

что следует из выражения для  $N_n$ :

$$N_n = c \nu \sigma \bar{l}_\mu = \frac{\rho N_0}{A} \nu \sigma \bar{l}_\mu = \frac{\langle \nu \sigma \rangle}{A} \rho \bar{l}_\mu N_0, \quad (2)$$

$c$  [см<sup>-3</sup>] — концентрация ядер  $A$ .

\*E-mail: Malgin@lngs.infn.it

В соответствии с выражением (1) нейтронным выходом является количество нейтронов, генерируемых мюоном в 1 г вещества с содержанием ядер  $N_0/A$ .

Для расчета эффекта, производимого нейтронами в детекторах, необходимо знать зависимость  $Y_n$  от  $\bar{E}_\mu$  на данной глубине и  $A$ . В первых работах [7, 12] по нейтронному выходу зависимость  $Y_n$  от  $A$  не рассматривалась. Она стала особенно активно изучаться в последнее время ввиду многократно возросших масштабов экспериментов, в которых масса детекторов и их защиты, выполненных из различных материалов, достигла десятков и более тонн и которые сами (помимо грунта подземных камер) стали источниками космогенных нейтронов, т.е. образованных мюонами космических лучей.

## 2. ЗАВИСИМОСТЬ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА ОТ $\bar{E}_\mu$ И $A$

Зависимость  $Y_n$  от  $\bar{E}_\mu$  и  $A$  заключена в функции  $\nu\sigma(\bar{E}_\mu, A)$ , которую можно назвать функцией генерации нейтронов. Ее среднее значение выражается суммой средних значений произведений  $\nu\sigma$  для нескольких каналов генерации:

$$\nu\sigma = \nu_c\sigma_c(A) + \nu_v\sigma_{\gamma n}^v(\bar{E}_\mu, A) + \nu_s^{\text{em}}\sigma_s^{\text{em}}(\bar{E}_\mu, A) + \nu_s^h\sigma_s^h(\bar{E}_\mu, A). \quad (3)$$

Каналы генерации соответствуют процессам:

1)  $\nu_c\sigma_c - \mu^- A$ -захват,  $\nu_c$  — множественность нейтронов при захвате;

2)  $\nu_v\sigma_{\gamma n}^v$  — фоторождение нейтронов виртуальными фотонами мюона;

3)  $\nu_s^{\text{em}}\sigma_s^{\text{em}}, \nu_s^h\sigma_s^h$  — генерация нейтронов в  $\text{em}$ - и  $h$ -ливнях.

Величины  $\nu_s^{\text{em}}, \nu_s^h$  представляют множественность нейтронов в  $\text{em}$ - и  $h$ -ливнях:

$$\nu_s^{\text{em}}(E^{\text{em}}, A) = [N_\gamma(E^{\text{em}}, A)\nu_r\sigma_{\gamma n}^r(E^{\text{em}}, A) + N_k(\varepsilon^h, A)\nu_k\sigma_{kn}(\varepsilon^h, A)]^{\text{em}}, \quad (4)$$

$$\nu_s^h(E^h, A) = [N_\gamma(\varepsilon^{\text{em}}, A)\nu_r\sigma_{\gamma n}^r(\varepsilon^{\text{em}}, A) + N_k(E^h, A)\nu_k\sigma_{kn}(E^h, A)]^h. \quad (5)$$

Здесь  $\nu_r\sigma_{\gamma n}^r$  — генерация нейтронов реальными фотонами в  $\text{em}$ -ливне с эффективной энергией  $E^{\text{em}}(\bar{E}_\mu, A)$  или в  $\text{em}$ -субливне  $\varepsilon^{\text{em}}(E^h, A)$ , развивающемся в составе  $h$ -ливня за счет  $\pi^0$ -распадов (первое слагаемое в (5));  $\nu_k\sigma_{kn}$  — генерация нейтронов в адрон-ядерных реакциях ( $k = \pi, n, p$ ) в  $h$ -ливне с эффективной энергией  $E^h(\bar{E}_\mu, A)$  или в  $h$ -субливне с энергией  $\varepsilon^h(E^{\text{em}}, A)$ , развивающемся в  $\text{em}$ -ливне в результате фоторождения пионов

$\gamma A \rightarrow \pi A'$  (второе слагаемое в (4));  $N_\gamma, N_k$  — количество фотонов или частиц с энергией выше порога образования нейтрона;  $\sigma_{\gamma n}, \sigma_{kn}$  — сечение поглощения  $\gamma$ -кванта или частиц ядром с выходом нейтрона.

Эффективные энергии  $E^{\text{em}}, E^h$  связаны с  $\bar{E}_\mu$  практически линейно, так же как величины в парах  $\varepsilon^h - E^{\text{em}}$  и  $\varepsilon^{\text{em}} - E^h$ .

Роль члена  $\nu_k\sigma_{kn}$  в (4) мала из-за круто падающего спектра фотонов  $dE_\gamma/E_\gamma^2$ . Вклад канала  $\nu_r\sigma_{\gamma n}^r$  в (5) значителен и нарастает линейно с энергией  $\varepsilon^{\text{em}} \propto E^h \propto \bar{E}_\mu$  [13].

Первые два слагаемых в (3) представляют прямую генерацию нейтронов. Для грунта ее величина начиная с  $\bar{E}_\mu \sim 40$  ГэВ практически постоянна и связана в основном с каналом  $\nu_v\sigma_{\gamma n}^v$ . Относительная доля прямой генерации падает, достигая нескольких процентов при  $\bar{E}_\mu \sim 100$  ГэВ. Учитывая это, для глубин  $\geq 500$  м в.э. выражение (3) можно преобразовать:

$$\nu\sigma \approx \nu_v\sigma_{\gamma n}^v + (N_\gamma\nu_r\sigma_{\gamma n}^r)^{\text{em}}\sigma_s^{\text{em}} + (N_\gamma\nu_r\sigma_{\gamma n}^r + N_k\nu_k\sigma_{kn})^h\sigma_s^h. \quad (6)$$

Перейдем к выходу  $Y_n$ , выраженному через парциальные выходы  $y$ , умножив обе части (6) на  $N_0/A$ :

$$Y_n \approx y^{\text{dir}}(A) + y_s^{\text{em}}(E^{\text{em}}, A)\sigma_s^{\text{em}} + [y_{\gamma n}(\varepsilon^{\text{em}}, A) + y_{kn}(E^h, A)]^h\sigma_s^h. \quad (7)$$

В соответствии с соотношениями между членами выражения (6) парциальные выходы  $y$  связаны неравенствами:  $y^{\text{dir}} \ll y_s^{\text{em}} < (y_{\gamma n} + y_{kn})^h, y_{\gamma n} < y_{kn}$ , кроме этого,  $\sigma_s^{\text{em}} \gg \sigma_s^h$ . Переходя в (7) к  $\bar{E}_\mu$  и учитывая равенства (4), (5), получаем:

$$Y_n(\bar{E}_\mu, A) \approx y^{\text{dir}}(A) + Y_s^{\text{em}}(\bar{E}_\mu, A) + Y_s^h(\bar{E}_\mu, A). \quad (8)$$

При  $A = \text{const}$  это выражение можно записать в виде

$$Y_n(\bar{E}_\mu) = a\bar{E}_\mu^\alpha \approx y^{\text{dir}} + a_{\text{em}}\bar{E}_\mu^{\alpha_{\text{em}}} + a_h\bar{E}_\mu^{\alpha_h} \quad (9)$$

или, в соответствии с (7),

$$Y_n(\bar{E}_\mu) = a\bar{E}_\mu^\alpha \approx y^{\text{dir}} + k_{\text{em}} \cdot (E^{\text{em}})^{\alpha_{\text{em}}}\sigma_s^{\text{em}}(\bar{E}_\mu) + [k_{\gamma n} \cdot (E^{\text{em}})^{\alpha_{\gamma n}} + k_{kn} \cdot (E^h)^{\alpha_{kn}}]^h\sigma_s^h(\bar{E}_\mu), \quad (10)$$

причем величина  $\alpha_{\text{em}}$  в (9) и (10) одна и та же, а  $\alpha_h$  в (9) определяется значениями  $\alpha_{\gamma n}$  и  $\alpha_{kn}$  в (10). Константа  $k$  аналогична константе  $a$ . Выражение (10) показывает, что величина  $\alpha$  определяется процессами генерации нейтронов в  $\text{em}$ - и  $h$ -ливнях.

Зависимость  $Y_n(\bar{E}_\mu) = a\bar{E}_\mu^\alpha$  была предложена в [7]. Как следует из результатов измерений и расчетов, такое представление выхода соответствует механизму генерации нейтронов мюонами. Величина показателя степени  $\alpha$ , отражающая вклады каналов генерации, является важной характеристикой при анализе экспериментальных и расчетных данных.

Диапазон возможных значений  $\alpha$  можно определить, рассмотрев зависимость членов выражения (6) от  $\bar{E}_\mu$ . Среди них от  $\bar{E}_\mu$  сильно зависят  $N_\gamma^{\text{em}}$ ,  $N_\gamma^h$  и  $N_k^h$ :

$$N_\gamma^{\text{em}} \propto E^{\text{em}} \propto \bar{E}_\mu, \quad N_\gamma^h \propto N_{\pi^0} \propto \bar{E}_\mu^{0.75}, \\ N_k^h \propto N_{\pi^\pm} \propto \bar{E}_\mu^{0.75}.$$

Следовательно,  $\alpha_{\text{em}} = 1$ , а  $\alpha_h = 0.75$  [14], и параметр  $\alpha$  оказывается “зажатым” в пределах 0.75–1.0. Результирующая величина  $\alpha$  определяется соотношением вкладов  $Y_s^{\text{em}}$  и  $Y_s^h$  при небольшом вкладе  $y^{\text{dir}}$ .

Зависимость выхода от  $A$  ( $\bar{E}_\mu = \text{const}$ ) можно представить выражением, аналогичным (9):

$$Y_n(A) = mA^\beta \approx m_{\text{dir}}A^{\beta_{\text{dir}}} + \quad (11) \\ + m_{\text{em}}A^{\beta_{\text{em}}} + m_hA^{\beta_h}.$$

Диапазон значений  $\beta$  определяется видом зависимости от  $A$  членов выражения (6). Спектр виртуальных фотонов, генерирующих нейтроны с выходом  $y^{\text{dir}}$ , подобен спектру тормозного излучения  $dE_\gamma/E_\gamma$ , поэтому  $\nu\sigma_{\gamma n}^v \propto A^{1.8}$ , как это было получено в [15]. Следовательно,  $y^{\text{dir}}(A) \approx m_{\text{dir}}A^{0.8}$ . Спектр реальных фотонов в еп-ливне более крутой —  $dE_\gamma/E_\gamma^2$ , что приводит к более слабой зависимости  $\nu_r\sigma_{\gamma n}^r \propto A^{5/3}$ , в то же время число фотонов в ливне с энергией выше порога фоторождения нейтронов  $N_\gamma \propto A^{1/3}$ . В результате получаем  $y_s^{\text{em}} \propto A^1$  и  $Y_s^{\text{em}} \propto A^1$ . Так же зависит от  $A$  и величина выхода в еп-компоненте  $h$ -ливня. Генерация нейтронов в адронной компоненте  $h$ -ливня характеризуется следующими зависимостями:  $N_k \propto A^{0.2}$ ,  $\nu_k \propto A^1$ ,  $\sigma_{kn} \propto A^{2/3}$ . Следовательно,  $N_k\nu_k\sigma_{kn} \propto A^{1.87}$  и  $y_{kn} \propto A^{0.87}$ . Таким образом, параметр  $\beta$  “зажат” в диапазоне  $\sim 0.9 \leq \beta \leq 1.0$ .

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Результаты расчетов выхода с использованием программ FLUKA, GEANT и их модификаций значительно расходятся между собой (рис. 1 в [9]). Нормировка расчетов на экспериментальные данные осложняется в свою очередь большим разбросом последних. В таблице приведены результаты

измерений выхода для ЖС, Fe, Pb на интервале энергий  $\bar{E}_\mu$  от  $\sim 10$  до  $\sim 400$  ГэВ. В таблицу включены практически все данные, полученные для этих веществ за  $\sim 60$  лет измерений выхода нейтронов в подземных экспериментах. Данные расположены в порядке возрастания энергии  $\bar{E}_\mu$ , к которой авторы относят свой результат. Как следует из рис. 1 (см. ниже), результаты определения энергии  $\bar{E}_\mu$ , соответствующей глубине  $H$ , имеют значительный разброс.

#### 3.1. Выход $Y_{\text{ЖС}}$ для жидкого сцинтиллятора (ЖС)

Среди всех данных для ЖС [12, 16–18, 21–23] большая часть была получена с использованием сцинтиллятора  $C_nH_{2n}$  ( $n \approx 9.6$ ,  $\rho = 0.78$  г/см<sup>3</sup>) [12, 18, 21–23] (в таблицу внесена уточненная величина выхода  $Y_{\text{ЖС}} = 4.1 \times 10^{-4}$  н/μ/(г/см<sup>2</sup>) из [23]). Измерения проводились в глобальном потоке мюонов на разных глубинах с энергиями  $\bar{E}_\mu$  от 16.7 до 385 ГэВ. В работах [12, 18] детектировались нейтроны, образованные в ЖС счетчиков, в [20–22] — в ЖС и железе, из которых состояли установки. В эксперименте [12] установка находилась вблизи потолка гипсовой ( $\bar{E}_\mu = 16.7$  ГэВ) или соляной ( $\bar{E}_\mu = 86$  ГэВ) шахты, в [18] — соляной ( $\bar{E}_\mu = 125$  ГэВ).

Результаты измерений [12] выхода  $Y_{\text{ЖС}}$  сравнивались с зависимостью  $Y(\bar{E}_\mu)$ , рассчитанной для грунта [7, 12], т.е. при сравнении не учитывалась зависимость величины выхода от  $A$  ( $A_{\text{гр}} = 22$ ,  $A_{\text{ЖС}} = 10.3$ ). Можно отметить, что расчет [7] генерации нейтронов в фотоядерном  $\gamma A$ -взаимодействии был выполнен с использованием величины  $\nu\sigma$  из [15] для  $A = 27$ . Тем не менее результаты измерений выхода  $Y_{\text{ЖС}}$  неплохо согласуются с расчетом для грунта (рис. 1 в работе [12]). Это говорит о заниженной расчетной величине выхода в грунте, поскольку различие  $A_{\text{гр}}$  и  $A_{\text{ЖС}}$  должно приводить примерно к двукратному различию выходов  $Y_{\text{гр}}$  и  $Y_{\text{ЖС}}$ . С другой стороны, в экспериментах [12, 18] не исключались нейтроны, образуемые мюоном в грунте. Из-за близости установок к грунту присчет этих нейтронов значителен, что не учитывалось при переходе от экспериментальных данных [12, 18] к величине  $Y_{\text{ЖС}}$ .

Расчет методом Монте-Карло [24] показал, что вклад нейтронов, образуемых ливневыми частицами в стандартном грунте, окружающем детектирующий объем ЖС ( $C_{12}H_{26}$ ), увеличивает измеряемый выход  $Y_{\text{ЖС}}$  на  $\sim 30\%$ . Таким образом, пренебрегая незначительным различием составов ЖС и грунта в экспериментах и расчете [24], получаем откорректированные величины выхода  $Y_{\text{ЖС}}$

Результаты измерений выхода космогенных нейтронов

$\bar{E}_\mu$ , ГэВ	$H$ , м в.э.	$Y$ , $10^{-4}$ н/ $\mu$ /(г/см $^2$ )			Литература	Год публикации
		$Y_{\text{ЖС}}$	$Y_{\text{Fe}}$	$Y_{\text{Pb}}$		
$10.0 \pm 6.3^*$	20	—	$0.98 \pm 0.01$	$2.43 \pm 0.13$	[1]	1954
$10.0 \pm 6.3^*$	60	—	—	$4.8 \pm 0.6$	[5]	1970
$11.0 \pm 6.6^*$	40	—	$1.32 \pm 0.30$	$4.03 \pm 0.36$	[4]	1971
$13.0 \pm 7.2$	20	$0.20 \pm 0.07$	—	—	[16]	1995
$16.5 \pm 8.1$	32	$0.36 \pm 0.03$	—	—	[17]	2000
$16.7 \pm 8.2$	25	$0.47 \pm 0.05$ $0.36 \pm 0.05^{**}$	—	—	[12]	1973
$17.8 \pm 8.4^*$	80	—	$1.69 \pm 0.30$	$5.66 \pm 0.36$	[4]	1971
$20 \pm 9^*$	110	—	—	$6.8 \pm 0.9$	[5]	1970
$40 \pm 12.6^*$	150	—	$3.31 \pm 0.96$	$11.56 \pm 1.1$	[2]	1968
$86 \pm 18$	316	$1.21 \pm 0.12$ $0.93 \pm 0.12^{**}$	—	—	[12]	1973
$110 \pm 21^*$	800	—	—	$17.5 \pm 3.0$	[3]	1970
$125 \pm 22$	570	$2.04 \pm 0.24$ $1.57 \pm 0.24^{**}$	—	—	[18]	1986
$260 \pm 8$	2700	$2.8 \pm 0.3$	—	—	[19]	2010
$280 \pm 33$	4300	—	—	$116 \pm 44$	[6]	1973
$280 \pm 33$	3100	$4.1 \pm 0.5$ $3.3 \pm 0.5^{**}$	$16.4 \pm 2.3$	—	[20]	2005
$280 \pm 33$	3100	$3.2 \pm 0.2$	$19.0 \pm 1.0$	—	[21]	2011
$385 \pm 39$	5200	$5.3^{+0.95}_{-1.02}$ $4.1 \pm 0.6^{**}$	$20.3 \pm 2.6$	—	[22]	1989

\* Вертикальный поток ( $\bar{E}_\mu^\perp$ ).

\*\* Откорректированная величина.

(таблица):  $0.36 \times 10^{-4}$  [12],  $0.93 \times 10^{-4}$  [12],  $1.57 \times 10^{-4}$  н/ $\mu$ /(г/см $^2$ ) [18]. Данная поправка не применима к результатам [20, 22, 23], так как в этих экспериментах внутренними счетчиками регистрировались нейтроны, образующиеся во внутреннем объеме установок, состоящем из ЖС и железа в таких же пропорциях, как и периферийная часть установок.

На практически одинаковых по конструкции установках LSD и LVD выход определялся при разных условиях регистрации нейтронов:

- а) внутренним счетчиком установки, через который проходил мюон (LSD [22]),
- б) всеми счетчиками внутреннего объема установки, пересекаемого мюоном (LVD [20, 23]),
- в) внутренними счетчиками с триггерными импульсами, включая мюонный (LVD [25]).

Под мюоном здесь понимается как одиночный мюон, так и группа мюонов с ливневым сопровождением или без него. Выход определялся по формуле:

$$Y_{\text{ЖС}} = \frac{N^{\text{det}} Q}{N_\mu \rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}} \eta}, \quad (12)$$

$N^{\text{det}} = N_{\text{ЖС}}^{\text{det}} + N_{\text{Fe}}^{\text{det}}$  — число зарегистрированных нейтронов, включая образованные в ЖС ( $N_{\text{ЖС}}$ ) и железе ( $N_{\text{Fe}}$ ), причем  $N^{\text{det}} = N_{\text{ЖС}} \eta_{\text{ЖС}} + N_{\text{Fe}} \eta_{\text{Fe}}$ , где  $\eta_{\text{ЖС}}$ ,  $\eta_{\text{Fe}}$  — соответствующие эффективности регистрации нейтронов;  $Q$  — доля нейтронов, генерируемых в ЖС;  $N_\mu$  — число мюонов;  $l_{\text{ЖС}}$  — средняя длина мюонного трека в ЖС. Непосредственно в эксперименте определяются  $N^{\text{det}}$ ,  $N_\mu$  и  $l_{\text{ЖС}}$ . Количество мюонов  $N_\mu$  устанавливалось с учетом кратности мюонных групп [20]. Величина

$Q$  рассчитывалась в предположении  $\eta = \eta_{\text{ЖС}} = \eta_{\text{Fe}}$ . При условиях а), б), в) использовались соответственно значения:  $Q = 0.61, 0.60, 0.85$  и  $\eta = 0.60, 0.90, 0.60$ . Условия в) приводили к отбору нейтронов с энергией выше  $\sim 10$  МэВ и, как следствие, к значительному снижению величины  $Y_{\text{ЖС}}$ , на что было указано в работах [20, 26]. По этой причине результат [25] ниже обсуждаться не будет.

Существует зависимость (уменьшение)  $\eta$  от амплитуды триггерного импульса в счетчике при энерговыделениях больше 40 МэВ. Данный эффект проявляется во временном интервале до  $\sim 100$  мкс после триггера. При условиях а) эффект минимизировался до пренебрежимой величины выбором интервала регистрации 110–470 мкс; при условиях б) – выбором интервала 40–500 мкс, включением в анализ счетчиков с неискаженными временными распределениями фоновых импульсов, а также использованием при определении числа регистрируемых нейтронов фиксированной величины экспоненты временного распределения  $n$ -захватных  $\gamma$ -квантов  $\tau_\gamma = 185$  мкс.

Недавние расчеты методом Монте-Карло [27] показали, что  $\eta_{\text{Fe}} \neq \eta_{\text{ЖС}}$ . Это приводит к необходимости изменить формулу (12):

$$Y_{\text{ЖС}} = \frac{N^{\text{det}}}{N_\mu \rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}}} \frac{Q}{Q \eta_{\text{ЖС}} + (1 - Q) \eta_{\text{Fe}}}; \quad (13)$$

для  $Y_{\text{Fe}}$  получаем:

$$Y_{\text{Fe}} = \frac{N^{\text{det}}}{N_\mu \rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}} \frac{1 - Q}{Q \eta_{\text{ЖС}} + (1 - Q) \eta_{\text{Fe}}}. \quad (14)$$

Вычисляя доли  $Q$  и  $(1 - Q)$ , необходимо учитывать размножение нейтронов, влияющее на величину  $Q$  при слоистой ЖС–Fe структуре установки. Размножение нейтронов, которое происходит в основном в железе, учитывается величинами эффективностей регистрации  $\eta_{\text{Fe}}, \eta_{\text{ЖС}}$ .

При  $\eta_{\text{Fe}} = \eta_{\text{ЖС}} = \eta$  формула (13) переходит в (12). Рассмотрим, как изменится величина  $Y_{\text{ЖС}}$ , полученная в работах [20, 22, 23], при  $\eta_{\text{Fe}} \neq \eta_{\text{ЖС}}$ .

### 3.2. Доля $Q$ нейтронов, генерированных в ЖС

Величина  $Q$  определяется с помощью выражения  $Y_n = N_n / (l_\mu \rho)$  и представления выхода в виде  $Y = mA^\beta$ :

$$\frac{N_{\text{ЖС}}}{N_{\text{Fe}}} = \frac{Q}{1 - Q} = \left( \frac{A_{\text{ЖС}}}{A_{\text{Fe}}} \right)^\beta \frac{\rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}}}{\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}}, \quad (15)$$

$l_{\text{Fe}}$  – средняя длина мюонного трека в железе.

Ввиду ортогональности и подобия формы ЖС и контейнера, справедливо равенство:

$$\frac{\rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}}}{\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}} = \frac{M_{\text{ЖС}} S_{\text{Fe}}}{M_{\text{Fe}} S_{\text{ЖС}}}, \quad (16)$$

поскольку в общем случае для потока мюонов под данным углом средняя длина  $l$  связана с параметрами счетчика  $V$  и  $S$  соотношением  $l = V/S$  или

$$\rho l = M/S, \quad (17)$$

где  $V$  – объем ЖС или стенок железного контейнера (включая стенки корпуса счетчика);  $M$  – масса ЖС или металла;  $S$  – площадь проекции фигуры ЖС или контейнера на плоскость, перпендикулярную потоку мюонов. Равенство (16) позволяет исключить в выражении (15) величины  $l_{\text{ЖС}}$  и  $l_{\text{Fe}}$ , которые необходимо знать с точностью, превышающей экспериментальные возможности установок LSD и LVD.

Определение величины  $\rho l$  по формуле (17) требует установления площади  $S$ , что для глобального потока мюонов является самостоятельной задачей, отношение же  $(M_{\text{ЖС}} S_{\text{Fe}}) / (M_{\text{Fe}} S_{\text{ЖС}})$  определяется с достаточной точностью ( $< 5\%$ ), так как  $S_{\text{Fe}}/S_{\text{ЖС}} \approx 1$ , а массы  $M_{\text{ЖС}}$  и  $M_{\text{Fe}}$  известны с точностью лучше 3%. Подставляя (16) в (15) и обозначая  $k_M = M_{\text{ЖС}}/M_{\text{Fe}}$ ,  $k_S = S_{\text{Fe}}/S_{\text{ЖС}}$ ,  $k_A = A_{\text{ЖС}}/A_{\text{Fe}}$ , получаем:

$$Q = \frac{k_A^\beta k_M k_S}{1 + k_A^\beta k_M k_S}. \quad (18)$$

Помимо доли  $Q$ , выражение (16) позволяет вычислить длины  $l_{\text{ЖС}}, l_{\text{Fe}}$ , необходимые для определения выходов  $Y_{\text{ЖС}}, Y_{\text{Fe}}$ , с использованием легко устанавливаемой по экспериментальным данным полной средней длины мюонного трека в веществе детектора  $l_{\text{tot}} = l_{\text{ЖС}} + l_{\text{Fe}}$  (условия б) регистрации нейтронов):

$$l_{\text{Fe}} = l_{\text{tot}} / \left( \frac{\rho_{\text{Fe}}}{\rho_{\text{ЖС}}} k_M k_S + 1 \right) = l_{\text{tot}} / (10 k_M k_S + 1). \quad (19)$$

### 3.3. Выход $Y_{\text{ЖС}}$ по данным экспериментов LSD, LVD

Величины  $k_M, k_S, \eta_{\text{ЖС}}, \eta_{\text{Fe}}$ , а также  $l_{\text{ЖС}}$ , необходимые для вычисления  $Y_{\text{ЖС}}$  по формуле (13), зависят от условий регистрации нейтронов в объеме установок LSD, LVD. Величина  $k_A^\beta$ , в соответствии с диапазоном возможных значений  $0.9 \leq \beta \leq 1.0$ , заключена в интервале 0.184–0.218 при  $A_{\text{ЖС}} = 10.3, A_{\text{Fe}} = 56$ .

Результаты эксперимента LSD [22] позволяют определить выход  $Y_{\text{ЖС}}$  по данным шести счетчиков

второго уровня (II) при условиях а) регистрации нейтронов, которым соответствуют значения:

$$k_M = 1.14 \text{ т}/1.46 \text{ т} \approx 0.8, \quad k_S = 1, \quad \eta_{\text{ЖС}} = 0.45, \\ \eta_{\text{Fe}} = p_n \eta_\gamma \approx 0.40 \cdot 0.25 = 0.10;$$

здесь  $p_n \approx 0.40$  — вероятность для нейтрона, рожденного мюоном в окружающем счетчик металле, быть захваченным в этом счетчике;  $\eta_\gamma \approx 0.25$  — эффективность регистрации кванта при 2.2 МэВ от  $np$ -захвата нейтрона, влетевшего в счетчик снаружи. Величина  $\rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}} = 65 \text{ г/см}^2$  вычислена в [22]. Из этой же работы возьмем значения  $N_\mu^{\text{II}} = 19\,827$ ,  $N^{\text{det II}} = 563$ , с использованием которых по формулам (18) и (13) для диапазона  $\beta = 0.9$ – $1.0$  получаем  $Q = 0.128$ – $0.149$ ,  $Y_{\text{ЖС}} = 3.8 \times 10^{-4}$ – $4.3 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$ .

Определив величину  $\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}} = \rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}} / k_M = 65 \text{ г/см}^2 / 0.8 = 81.2 \text{ г/см}^2$ , по формуле (14) и из приведенных выше значений  $N_\mu^{\text{II}}$ ,  $N^{\text{det II}}$ ,  $k_M$ ,  $k_S$ ,  $\eta_{\text{ЖС}}$ ,  $\eta_{\text{Fe}}$  вычислим также выход  $Y_{\text{Fe}}^{\text{II}}$ :

$$19.6 \leq Y_{\text{Fe}}^{\text{II}} \leq 21.0 \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)} \\ \text{для диапазона } 0.9 \leq \beta \leq 1.0.$$

В эксперименте LVD при условиях б) достигается наибольшая эффективность регистрации нейтронов:  $\eta_{\text{ЖС}} = 0.75$ ,  $\eta_{\text{Fe}} = 0.65$  [27]. При этих условиях  $k_M = 1.14 \text{ т}/1.04 \text{ т} \approx 1.1$  (в расчете на один внутренний счетчик),  $k_S \approx 1.0$ . Средняя длина мюонного трека во внутреннем объеме башни  $l_{\text{tot}} = 351 \text{ см}$  [20], и с привлечением формулы (19) получаем  $\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}} = 228 \text{ г/см}^2$ ,  $\rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}} = 251 \text{ г/см}^2$ . Используя эти длины и величины  $N_\mu = 187\,370$ ,  $N^{\text{det}} = 57\,028$  из работы [20], с помощью выражений (13), (14), (18) получаем  $Q = 0.168$ – $0.193$ ,  $Y_{\text{ЖС}} = (3.1$ – $3.5) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$ ,  $Y_{\text{Fe}} = (16.1$ – $16.7) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$ .

### 3.4. Величина $\beta$ по данным эксперимента LSD

Как было показано выше, для вычисления выходов по данным установок LSD и LVD, состоящих из сцинтиллятора и железа, необходимы доли  $Q$  и  $1 - Q$ . Выходы  $Y_{\text{ЖС}}$  и  $Y_{\text{Fe}}$  при этом оказываются связанными между собой и зависящими от показателя  $\beta$ , известного в коридоре предельных значений 0.9–1.0. Данные LSD позволяют найти выход  $Y_{\text{Fe}}$ , а затем и зафиксировать  $\beta$  прямым путем — используя количество нейтронов, образованных мюонами в железной платформе толщиной 8 см под детектором и зарегистрированных шестью счетчиками первого (I) уровня [22]:

$$Y_{\text{Fe}}^{\text{I}} = \frac{N^{\text{det I}}}{N_\mu^{\text{I}} \eta_n \rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}^{\text{I}}} = 20.3 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)},$$

$$N^{\text{det I}} = 223, \quad N_\mu^{\text{I}} = 19\,042, \quad \rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}^{\text{I}} = 72 \text{ г/см}^2, \\ \eta_n^{\text{I}} = 0.08.$$

Величины  $N^{\text{det I}}$  и  $N_\mu^{\text{I}}$  взяты из [22];  $\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}^{\text{I}}$  рассчитана для толщины платформы 8 см и угла  $\theta^{\text{max}}$  максимальной интенсивности мюонов в месте нахождения детектора  $\theta^{\text{max}} = 30^\circ$ .

Найденному значению  $Y_{\text{Fe}}^{\text{I}} = 20.3 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$  соответствует величина  $\beta = 0.95$ . Подставляя ее в выражения (13), (14), (18), получаем:  $Q = 0.138$ ,  $Y_{\text{ЖС}} = 4.07 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$  для LSD и  $Q = 0.180$ ,  $Y_{\text{ЖС}} = 3.26 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$ ,  $Y_{\text{Fe}} = 16.37 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$  для LVD.

### 3.5. Ошибки измерений выхода нейтронов

Выход  $Y_{\text{ЖС}}$  в экспериментах [12, 18, 20, 23] измерен с ошибкой около 12% (таблица), величина которой связана главным образом с погрешностями при установлении полного числа  $np$ -,  $n\text{Fe}$ -захватов и количества генерированных нейтронов. Новая процедура вычисления выхода на LVD при  $\eta_{\text{ЖС}} \neq \eta_{\text{Fe}}$ , приводя к правильным значениям величины выхода, увеличивает погрешность до 14%. В эксперименте LSD [22] выход был определен с точностью около 19%. Использование новой процедуры вычисления выхода по данным шести счетчиков второго уровня с уточненными значениями эффективности регистрации нейтронов и длины  $\rho l$  повышает точность выходов  $Y_{\text{ЖС}}$  и  $Y_{\text{Fe}}$  до 15%. Ошибка прямого измерения  $Y_{\text{Fe}}$  по нейтронам, образованным мюонами в железной платформе под LSD, составляет 13%. Таким образом, измерения на LSD и LVD дают следующие величины выходов (в единицах  $10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$ ):

$$\bar{E}_\mu = 280 \text{ ГэВ}, \quad Y_{\text{ЖС}} = 3.3 \pm 0.5, \quad Y_{\text{Fe}} = 16.4 \pm 2.3; \\ \bar{E}_\mu = 385 \text{ ГэВ}, \quad Y_{\text{ЖС}} = 4.1 \pm 0.6, \quad Y_{\text{Fe}} = 20.3 \pm 2.6.$$

В работе [21] по данным LVD были получены новые результаты:  $Y_{\text{ЖС}} = (3.2 \pm 0.2) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$ ,  $Y_{\text{Fe}} = (19 \pm 1) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$ . Величины выходов были установлены по данным счетчиков без триггерных импульсов. Эффективность регистрации нейтронов в этом случае составляет  $\eta_{\text{ЖС}} = 0.0075$ ,  $\eta_{\text{Fe}} = 0.0107$ . Все величины ( $Q$ ,  $\eta$ ,  $l$ ), кроме исходного количества зарегистрированных нейтронов  $N^{\text{det}}$ , были рассчитаны методом Монте-Карло.

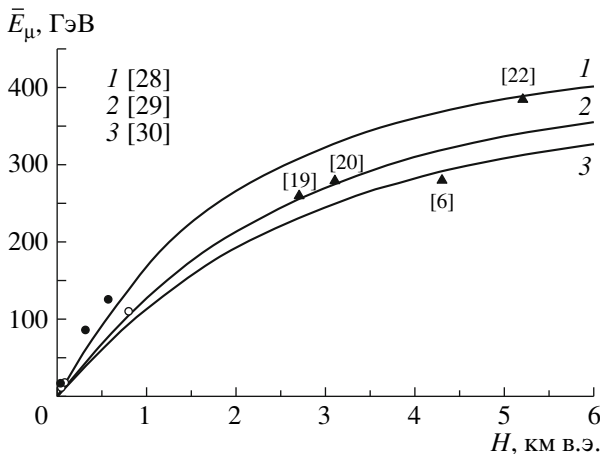


Рис. 1. Зависимости  $\bar{E}_\mu(H)$ . Кривые — расчет. Точки — эксперимент:  $\circ$  — [2–4],  $\bullet$  — [12, 18],  $\blacktriangle$  — [6, 19, 20, 22].

### 3.6. Ошибка определения $\bar{E}_\mu$

Генерация нейтронов с выходом  $Y_n$  потоком мюонов с энергиями больше десятков ГэВ полностью характеризуется средней энергией мюонов  $\bar{E}_\mu$  по закону  $Y_n \propto \bar{E}_\mu^\alpha$  при  $\alpha = \text{const}$ , что базируется на линейных зависимостях от  $E_\mu$  как радиационных и ядерных энергопотерь мюона, так и эффективных энергий  $E^{\text{em}}$ ,  $E^h$  em- и  $h$ -ливней — основных источников нейтронов.

Энергия  $\bar{E}_\mu$  под землей определяется энергетическим спектром мюонов на глубине установки  $H$ , который нормируется на измеренную полную интенсивность мюонов. Для расчета необходимо знать спектр мюонов на поверхности, рельеф поверхности, состав и плотность грунта над установкой, энергопотери мюонов в веществе. Для измерений могут выбираться мюоны определенного направления: в экспериментах [1–5] это были мюоны вблизи вертикали со средней энергией  $\bar{E}_\mu^\perp$ , в остальных экспериментах (таблица) — мюоны глобального потока с энергией  $\bar{E}_\mu^{\text{глоб}}$ . В случае плоской поверхности  $\bar{E}_\mu^{\text{глоб}}$  больше  $\bar{E}_\mu^\perp$ . Для расчета величины  $\bar{E}_\mu$  в экспериментах под холмами и горными вершинами [5, 6, 19, 20, 22] необходимо детальное знание рельефа и координат установки. Таким образом, энергия  $\bar{E}_\mu$  является расчетной величиной, и ее погрешность определяется точностью расчета. На рис. 1 представлены зависимости  $\bar{E}_\mu(H)$ , рассчитанные по формулам, полученным разными авторами [28–30]. Допустим, что ошибка  $\delta(\bar{E}_\mu)$  величины  $\bar{E}_\mu$  сравнима с коридором значений  $\bar{E}_\mu$  между кривыми 1 и 3, в котором располагается основная часть экспериментальных данных. В таком случае

ошибку  $\delta(\bar{E}_\mu)$  можно выразить зависимостью

$$\delta(\bar{E}_\mu) \approx 2 / \sqrt{\bar{E}_\mu} \quad (20)$$

( $\bar{E}_\mu$  — в ГэВ). В соответствии с этой формулой нами были приписаны ошибки (таблица) величинам  $\bar{E}_\mu$  в экспериментах, в которых они не были указаны, т.е. во всех работах, кроме [19].

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

При анализе мы пользовались данными, собранными в таблице. Необходимо отметить, что в работе [10] авторы, сравнивая расчеты с экспериментами по измерению выхода  $Y_{\text{ЖС}}$  (табл. IV в [10]), наряду с другими использовали результаты публикаций [12, 18, 22, 25], при этом среди 15 величин, взятых из указанных работ и включенных в табл. IV, 9 не соответствуют содержащимся в оригинальных публикациях. Помимо таблицы настоящей работы, корректные значения  $H$ ,  $\bar{E}_\mu$  и  $Y_{\text{ЖС}}$  из [12, 18, 22, 25] приведены также в [11].

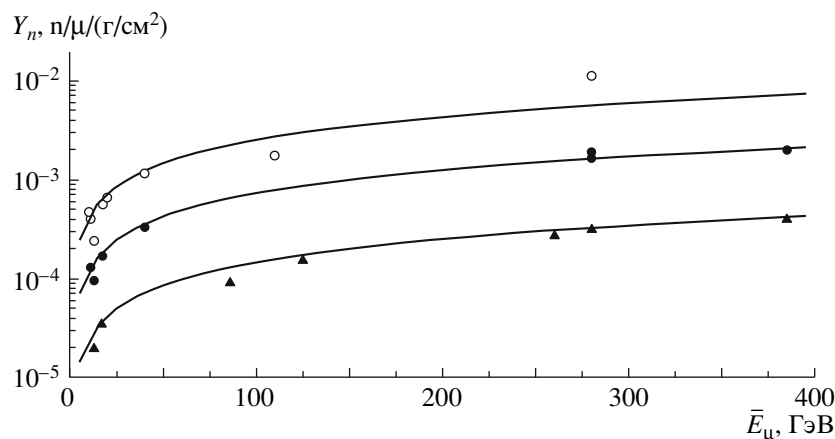
Мы анализировали результаты экспериментов в рамках общепринятого приближения, что  $\alpha$  и  $\beta$  — константы, не зависящие соответственно от  $\bar{E}_\mu$  и  $A$ . В этом случае данные, приведенные на рис. 2, можно описать выражением

$$Y_n(A, \bar{E}_\mu) = b_n A^\beta \bar{E}_\mu^\alpha \quad (21)$$

( $\bar{E}_\mu$  — в ГэВ), где  $b_n$  — константа, размерность которой совпадает с размерностью относительных энергопотерь мюонов в веществе [ $\text{см}^2/\text{г}$ ].

Используя независимость  $\alpha$  от  $\bar{E}_\mu$ , все значения выхода  $Y(\bar{E}_\mu)$  для каждого вещества можно привести к некоторой произвольно выбранной энергии  $\bar{E}_\mu^*$  и вычислить усредненную величину  $\bar{Y}^*(\bar{E}_\mu^*)$  (в единицах  $10^{-4}$  п/μ/(г/см<sup>2</sup>)): для  $\bar{E}_\mu^* = 16.7$  ГэВ  $\bar{Y}_{\text{ЖС}}^* = 0.34$  (усреднение по девяти величинам),  $\bar{Y}_{\text{Fe}}^* = 1.70$  (усреднение по семи величинам),  $\bar{Y}_{\text{Pb}}^* = 6.33$  (усреднение по восьми величинам). Отношение  $\bar{Y}_{\text{ЖС}}^*/\bar{Y}_{\text{Fe}}^*$  согласуется с  $\beta = 0.95$ ;  $\bar{Y}_{\text{ЖС}}^*/\bar{Y}_{\text{Pb}}^*$  — с  $\beta = 0.97$ ;  $\bar{Y}_{\text{Fe}}^*/\bar{Y}_{\text{Pb}}^*$  — с  $\beta = 1.00$ . Большие значения  $\beta$  в двух последних случаях связаны с завышенным выходом  $Y_{\text{Pb}} = 116 \times 10^{-4}$  в эксперименте [6].

Используя независимость  $\beta$  от  $A$  и полагая  $\beta = 0.95$ , выходы для Fe и Pb можно привести к ЖС. Описывая совокупность 24 значений выхода  $Y_{\text{ЖС}}(\bar{E}_\mu)$  зависимостью  $Y_{\text{ЖС}} = b_n (10.3)^{0.95} \bar{E}_\mu^\alpha$ , получаем лучшее согласие при  $b_n = (4.4 \pm 0.3) \times 10^{-7}$  и  $\alpha = 0.78 \pm 0.02$ . Такие же величины  $b_n$  и  $\alpha$  следуют из ЖС данных (девять значений).



**Рис. 2.** Результаты измерений выхода по данным таблицы:  $\blacktriangle$  —  $Y_{ЖС}$ ,  $\bullet$  —  $Y_{Fe}$ ,  $\circ$  —  $Y_{Pb}$ . Кривые — функция  $Y(A, \bar{E}_\mu) = 4.4 \times 10^{-7} A^{0.95} \bar{E}_\mu^{0.78}$  ( $\bar{E}_\mu$  — в ГэВ);  $A_{ЖС} = 10.3$ ,  $A_{Fe} = 56$ ,  $A_{Pb} = 207$ .

Таким образом, члены выражения (21) имеют следующий смысл. Константа  $b_n = b_h + \zeta b_\gamma$  является относительными энергопотерями мюона на генерацию ливней ( $h$ -ливней и  $e\pi$ -ливней посредством в основном тормозных  $\gamma$ -квантов), в которых образуется подавляющее число нейтронов;  $\zeta$  — доля энергопотерь частиц  $e\pi$ -ливней на образование нейтронов. В диапазоне изменения  $\bar{E}_\mu$  от  $\sim 100$  ГэВ до максимальной величины  $\sim 430$  ГэВ  $b_h$  не зависит от  $\bar{E}_\mu$  и слабо зависит от  $A$ :  $b_h = 4.0 \times 10^{-7}$  — для стандартного грунта,  $4.2 \times 10^{-7}$  — для воды [31]; потери  $b_\gamma$  меняются слабо: от  $12.1 \times 10^{-7}$  до  $14.2 \times 10^{-7}$  — для грунта и от  $8.2 \times 10^{-7}$  до  $9.9 \times 10^{-7}$  — для воды [31], и зависят от вещества как  $Z^2/A$ . Близость  $b_n = 4.4 \times 10^{-7}$  к величине потерь на ядерное взаимодействие  $b_h = 4.0 \times 10^{-7}$  говорит о доминирующей роли  $h$ -ливней при генерации нейтронов в грунте.

Показатели  $\alpha$ ,  $\beta$  связаны с реакциями рождения нейтронов в ливнях. Поскольку  $h$ - и  $e\pi$ -ливням соответствуют разные  $\alpha_h$  и  $\alpha_{em}$ ,  $\beta_h$  и  $\beta_{em}$ , используя выражение для  $b_n$  и принимая во внимание выражения (9), (11), запишем формулу (21) в виде

$$Y_n(\bar{E}_\mu, A) = b_n A^\beta \bar{E}_\mu^\alpha = (b_h + \zeta b_\gamma) A^\beta \bar{E}_\mu^\alpha = \quad (22)$$

$$= b_h A^{\beta_h} \bar{E}_\mu^{\alpha_h} + \zeta b_\gamma A^{\beta_{em}} \bar{E}_\mu^{\alpha_{em}},$$

который подобен виду формул (7), (8) при  $y^{dir} \ll \ll y_s^{em}$ . Произведения  $b_h \bar{E}_\mu^{\alpha_h}$  и  $\zeta b_\gamma \bar{E}_\mu^{\alpha_{em}}$  задают энергозатраты на образование нейтронов в  $h$ - и  $e\pi$ -ливнях ( $b_h \bar{E}_\mu$  и  $b_\gamma \bar{E}_\mu$  — энергия, теряемая мюоном в ядерных и электромагнитных взаимодействиях). Показатели  $\beta_h$  и  $\beta_{em}$  связаны с реакциями образования нейтронов в ливнях. В разд. 2 были приведены значения  $\alpha_h = 0.75$ ,  $\alpha_{em} = 1.0$ ,  $\beta_h = 0.9$ ,  $\beta_{em} = 1.0$ , которые не зависят от  $\bar{E}_\mu$  и

$A$ . Используя экспериментальную величину  $b_n = 4.4 \times 10^{-7}$ , а также рассчитанные  $b_h \approx 4.2 \times 10^{-7}$  и  $b_\gamma \approx 8.2 \times 10^{-7}$  [31], в качестве примера для ЖС и  $\bar{E}_\mu = 125$  ГэВ получаем вклад 65%  $h$ -компоненты в полный выход  $Y_{ЖС} = 1.74 \times 10^{-4}$  н/μ/(г/см<sup>2</sup>), при этом  $\zeta = 0.06$ .

Величиной выхода  $Y_n$  определяется скорость образования нейтронов мюонами

$$R_n = I_\mu(H) \rho_A Y_n(\bar{E}_\mu, A),$$

здесь  $I_\mu(H)$  — интенсивность мюонов на глубине  $H$ ;  $\rho_A$  — плотность вещества, в котором образуются космогенные нейтроны. Подставляя сюда  $Y_n(\bar{E}_\mu, A)$  в виде (21), приходим к выражению:

$$R_n(H, A) = 4.4 \times 10^{-7} I_\mu(\bar{E}_\mu) \times \quad (23)$$

$$\times \rho_A A^{0.95} \bar{E}_\mu^{0.78} [\text{н/см}^3/\text{с}].$$

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формула (21) для выхода нейтронов отражает процессы генерации космогенных нейтронов. Так как произведение  $b_n \bar{E}_\mu^\alpha$  с размерностью ГэВ/(г/см<sup>2</sup>) задает энергию мюона, затраченную на образование нейтронов, то ввиду размерности выхода н/(г/см<sup>2</sup>) сомножитель  $A^\beta$  имеет размерность н/ГэВ.

Поскольку выход довольно сильно зависит от  $\bar{E}_\mu$  ( $\propto \bar{E}_\mu^{0.78}$ ), его величина в тяжелом веществе (Fe, Pb) может служить для экспериментального определения  $\bar{E}_\mu$  на данной глубине с ошибками, не большими, чем при установлении  $\bar{E}_\mu$  расчетным путем. Приближение с постоянными параметрами  $b_n = 4.4 \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/г,  $\alpha = 0.78$  и  $\beta = 0.95$ , найденными выше, позволяет использовать формулу



для расчета величины выхода при любых  $\bar{E}_\mu$  и  $A$ , характерных для подземных экспериментов. Однако величины параметров определяются вкладами ядерных и электромагнитных процессов и потому хотя и слабо, но зависят от  $\bar{E}_\mu$  и  $A$ . В связи с возрастающими требованиями к точности определения фона в подземных экспериментах исследование выхода нейтронов остается актуальным. Хорошие возможности для этого предоставляет установка LVD. Ее конструкция позволяет помещать в промежутках между счетчиками количество вещества с  $A > 20$ , достаточное для уверенного обнаружения возникающего избытка нейтронов, регистрируемых при такой геометрии измерений с эффективностью около 65%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00213\_а), научной школы НШ 871.2012.2, программы фундаментальных исследований президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Annis, H. C. Wilkins, and J. D. Miller, Phys. Rev. **94**, 1038 (1954).
2. Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, ЯФ **7**, 770 (1968) [Sov. J. Nucl. Phys. **7**, 470 (1968)].
3. Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, ЯФ **12**, 340 (1970) [Sov. J. Nucl. Phys. **12**, 187 (1970)].
4. Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, Р. М. Яковлев, ЯФ **13**, 791 (1971) [Sov. J. Nucl. Phys. **13**, 450 (1971)].
5. L. Bergamasco, Nuovo Cimento B **66**, 120 (1970).
6. L. Bergamasco, S. Costa, and P. Picchi, Nuovo Cimento A **13**, 403 (1973).
7. Г. Т. Зацепин, О. Г. Рязжская, Изв. АН СССР. Сер. физ. **29**, 1946 (1965).
8. Y.-F. Wang *et al.*, Phys. Rev. D **64**, 013012 (2001).
9. H. M. Araújo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **545**, 398 (2005).
10. D.-M. Mei and A. Hime, Phys. Rev. D **73**, 053004 (2006).
11. А. С. Мальгин, О. Г. Рязжская, ЯФ **71**, 1800 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 1769 (2008)].
12. Л. Б. Безруков и др., ЯФ **17**, 98 (1973) [Sov. J. Nucl. Phys. **17**, 51 (1973)].
13. Р. И. Еникеев и др., ЯФ **46**, 1492 (1987) [Sov. J. Nucl. Phys. **46**, 883 (1987)].
14. C. Grupen, A. W. Wolfendale, and E. C. M. Young, Nuovo Cimento B **10**, 144 (1972).
15. L. W. Jones and K. M. Terwilliger, Phys. Rev. **91**, 699 (1953).
16. R. Hertenberger, M. Chen, and B. L. Dougherty, Phys. Rev. C **52**, 3449 (1995).
17. F. Boehm *et al.*, Phys. Rev. D **62**, 072002 (2000).
18. О. Г. Рязжская, Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 1986).
19. S. Abe *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 025807 (2010).
20. Н. Ю. Агафонова и др. (Коллаб. LVD), Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 400 (2005) [Bull. Russ. Akad. Sci. Phys. **69**, 459 (2005)].
21. R. Persiani, PhD Thesis (University of Bologna, 2011).
22. M. Aglietta *et al.*, Nuovo Cimento C **12**, 467 (1989).
23. Н. Ю. Агафонова и др., Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 437 (2011) [Bull. Russ. Akad. Sci. Phys. **75**, 408 (2011)].
24. K. Zbiri, Nucl. Instrum. Methods A **615**, 220 (2010).
25. M. Aglietta *et al.*, in *Proceedings of the XXVI ICRC, Salt Lake City, 1999*, Vol. 2, p. 44, hep-ex/9905047.
26. V. A. Kudryavtsev *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **505**, 688 (2003).
27. Н. Ю. Агафонова и др., Изв. РАН. Сер. физ. (в печати) [Bull. Russ. Akad. Sci. Phys. (in press)].
28. Т. П. Аминева и др., *Исследование мюонов сверхвысоких энергий* (Наука, Москва, 1975).
29. D. E. Groom *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 183 (2001).
30. P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. D **44**, 3543 (1991).
31. В. И. Гуренцов, Препринт № П-0380, ИЯИ АН СССР (Москва, 1984).

## ANALYSIS OF THE EXPERIMENTAL DATA ON NEUTRON YIELD FROM MUONS

N. Yu. Agafonova, A. S. Malgin

Experimental data of 60 years study of the cosmogenic neutron yield in liquid scintillator ( $Y_{sc}$ ), iron ( $Y_{Fe}$ ) and lead ( $Y_{Pb}$ ) have been analyzed. The analysis has shown that the main part of the  $Y_{sc}$  results was overestimated by about 30%. Taking into account this fact all the yield experimental data can be described with dependence  $Y(\bar{E}_\mu, A) = b_n A^\beta \bar{E}_\mu^\alpha$  where the product  $b_n \bar{E}_\mu^\alpha$  is muon energy deposition at neutron production. The exponents  $\alpha = 0.78$  and  $\beta = 0.95$  are associated with matter properties and neutron production in showers.