

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ КОСМОГЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

А. С. Мальгин*

*Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 апреля 2017 г.

Рассмотрены процессы генерации космогенных нейтронов (сг-нейтронов) под землей. Космогенными называем нейтроны, образуемые мюонами космических лучей во взаимодействиях с веществом. В области энергий выше 30 МэВ их источником являются, главным образом, глубоконеупругие πA -столкновения в адронных ливнях, генерируемых мюонами. С привлечением аддитивной кварковой модели глубоконеупругих мягких процессов и механизма взаимодействий высокоэнергетических нуклонов в ядре определены характеристики энергетического спектра генерации сг-нейтронов. Объяснена трехкомпонентная форма спектра и установлена зависимость энергии «перегиба» спектра от массового числа A . Особенности глубоконеупругого πA -рассеяния приводят к заключению о резком укрупнении спектра сг-нейтронов в области энергий выше 1 ГэВ. Проведено сравнение рассчитанных количественных характеристик спектра с полученными в измерениях.

DOI: 10.7868/S0044451017110025

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние 15 лет активно исследуются характеристики сг-нейтронов, образуемых мюонами в различных веществах на больших глубинах под землей. Эти нейтроны являются одним из основных источников фона в ведущихся ныне многочисленных низкофоновых подземных экспериментах, с которыми связаны надежды обнаружить эффекты за рамками Стандартной модели: взаимодействия гипотетических частиц темной материи, безнейтринный двойной β -распад и другие редкие явления.

Сегодня можно констатировать, что одна из главных характеристик потока сг-нейтронов, выход Y_n , достаточно хорошо исследована. На основе экспериментальных данных установлена связь выхода Y_n с энергопотерями ультрарелятивистских мюонов и массовым числом вещества A [1]. Получено аналитическое выражение, позволяющее с достаточной точностью вычислять величину выхода Y_n , а следовательно, — потока и темпа образования сг-нейтронов для любого A на глубинах больше 100 м в.э., где средняя энергия потока мюонов $\bar{E}_\mu > 40$ ГэВ.

Этого нельзя сказать о другой важной характеристике — энергетическом спектре генерации (спектр «в источнике») сг-нейтронов $F^s(T_n)$, T_n — кинетическая энергия нейтрона. Спектром $F^s(T_n)$ определяется спектр $F^{is}(T_n)$ изолированных нейтронов (нейтронов на границе полубесконечного слоя вещества, в котором они генерируются), проникающая способность сг-нейтронов и набор возможных эффектов, производимых ими в детекторах, материалах защиты и грунте.

2. ГЕНЕРАЦИЯ КОСМОГЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Существующие общие представления о механизме генерации сг-нейтронов ультрарелятивистскими мюонами сложились в рамках теории адронных (h) и электромагнитных (em) ливней, генерируемых мюонами в веществе, с привлечением идей о внутриядерных нуклонных каскадах (ВНК) и фоторожении нейтронов [2, 3].

Основными положениями этих представлений являются:

а) сг-нейтроны на глубинах более 100 м в.э. генерируются в любом веществе главным образом в ливнях; доминирующие на глубинах примерно до 100 м в.э. нейтроны от $\mu^- A$ -захватов и фотонейтроны, об-

* E-mail: alexei.malgin@lngs.infn.it

разуемые мюоном посредством виртуальных фотонов, составляют незначительную долю в общем числе сг-нейтронов;

б) в любом веществе h -ливни дают основной вклад в образование нейтронов, несмотря на значительно меньшее сечение генерации h -ливней по сравнению с em -ливнями, что объясняется большей множественностью нейтронов ν_n в h -ливнях;

в) подавляющая часть нейтронов h -ливней образуется в результате πN -взаимодействий ливневых заряженных пионов с нуклонами ядер; нейтроны, рожденные в ВНК (cas-нейтроны), включая нейтроны отдачи πN -рассеяния, располагаются во всем диапазоне энергий сг-нейтронов; в области энергий $T_n > 30$ МэВ их средняя энергия $\overline{T}_n^{cas}$ около 150 МэВ; в последней фазе ВНК появляются выходящие из ядер-остатков «испарительные» нейтроны (ev-нейтроны) в количестве примерно в два раза большем, чем cas-нейтроны, и энергией $T_n^{ev} < 30$ МэВ; небольшое число нейтронов h -ливней производится в π^-A -захватах и в em -субливнях, инициируемых π^0 -распадами, эти нейтроны имеют энергии до 30 МэВ;

г) нейтроны em -ливней в подавляющем большинстве образуются фотонами посредством гигантского дипольного резонанса (ГДР), т. е. являются испарительными и обладают энергией до 30 МэВ; энергии выше 30 МэВ могут иметь нейтроны прямого фотоэффекта (фотоскалывание нейтрона), γ -поглощения дейтериевой np -парой в ядре и нейтроны h -субливней, появляющихся в составе em -ливней в результате множественного фоторождения пионов, но вклад перечисленных каналов в полный выход сг-нейтронов незначителен;

д) спектр $F^s(T_n)$ формируется ev- и cas-нейтронами; число ev-нейтронов N_n^{ev} , генерируемых в em - и h -ливнях, значительно превышает число cas-нейтронов N_n^{cas} ; в области $T_n > 30$ МэВ спектр $F^s(T_n)$ имеет два участка — пологий и более крутой, наиболее распространенным представлением формы спектра является зависимость $1/T^\alpha$ с разными показателями α .

В отсутствие общего понимания механизма генерации сг-нейтронов приведенные положения не дают ответа на следующие практические вопросы: 1) соответствует ли зависимость $T^{-\alpha}$ процессам генерации сг-нейтронов и показателем α какой величины можно характеризовать спектр $F^s(T_n)$ в области $T_n > 30$ МэВ до и после «перегиба»; 2) при какой энергии T_n^{ch} изменяется форма спектра и какие процессы вызывают его перегиб; 3) возможно ли «обрезание» спектра и если «да», то в результате ка-

кого процесса и при какой энергии; 4) какую долю в полном числе составляют нейтроны испарительной области; 5) как величины, перечисленные в пунктах 1)–4), зависят от энергии $\overline{E}_\mu$ и массового числа A вещества.

Установление формы спектра $F^s(T_n)$ по экспериментальным данным и получение ответов на приведенные вопросы осложняется ограниченным числом измерений и их значительными погрешностями. За время экспериментального исследования, начиная с 1954 г. [4], энергетические характеристики сг-нейтронов, генерируемые мюонами с различной энергией $\overline{E}_\mu$ в разных веществах, измерялись в шести экспериментах [5–10]. В работах [5, 6] был получен спектр изолированных нейтронов $F^{is}(T_n)$ в диапазоне энергий не выше 90 МэВ. Спектр генерации нейтронов $F^s(T_n)$ определялся в четырех последних работах: до 80 МэВ в работах [7, 10] и до 400 МэВ в работах [8, 9].

Выполненные в последние годы расчеты для различных веществ с использованием современных программных пакетов FLUKA и Geant4 [11–16] (рис. 1), которые значительно не согласуются между собой по форме спектра (и по величине выхода Y_n), не позволяют расчетным путем определить как характеристики спектра $F^s(T_n)$ для конкретного вещества, так и связь характеристик с энергией $\overline{E}_\mu$ и величиной A .

3. ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В h -ЛИВНЕ

Наиболее проникающие нейтроны, формирующие спектр $F^s(T_n)$ в области $T_n > 30$ МэВ, образуются в h -ливнях. Эти ливни инициируются глубоко-неупругим μA -рассеянием $\mu A \rightarrow k\pi + mN + (A - m) + \mu'$ (k, m — множественности образующихся пионов и нуклонов, $m \leq A$) и развиваются в веществе вследствие размножения пионов в глубоко-неупругих πA -столкновениях: $\pi A \rightarrow k\pi + mN + (A - m)$. Как в μA -, так и в πA -реакциях множественное рождение пионов является результатом неупругого столкновения падающей частицы с одним из внутриядерных нуклонов. Множественная генерация пионов происходит, главным образом, в глубоко-неупругих мягких процессах, вносящих основной вклад в сечение глубоко-неупругого взаимодействия адронов. Эти процессы характеризуются небольшими поперечными импульсами рождающихся пионов $p_\perp < 1$ ГэВ/с, в отличие от жестких с $p_\perp > 1$ ГэВ/с.

Рассмотрим образование нейтронов в h -ливнях в рамках кварковой модели сильных взаимодействий.

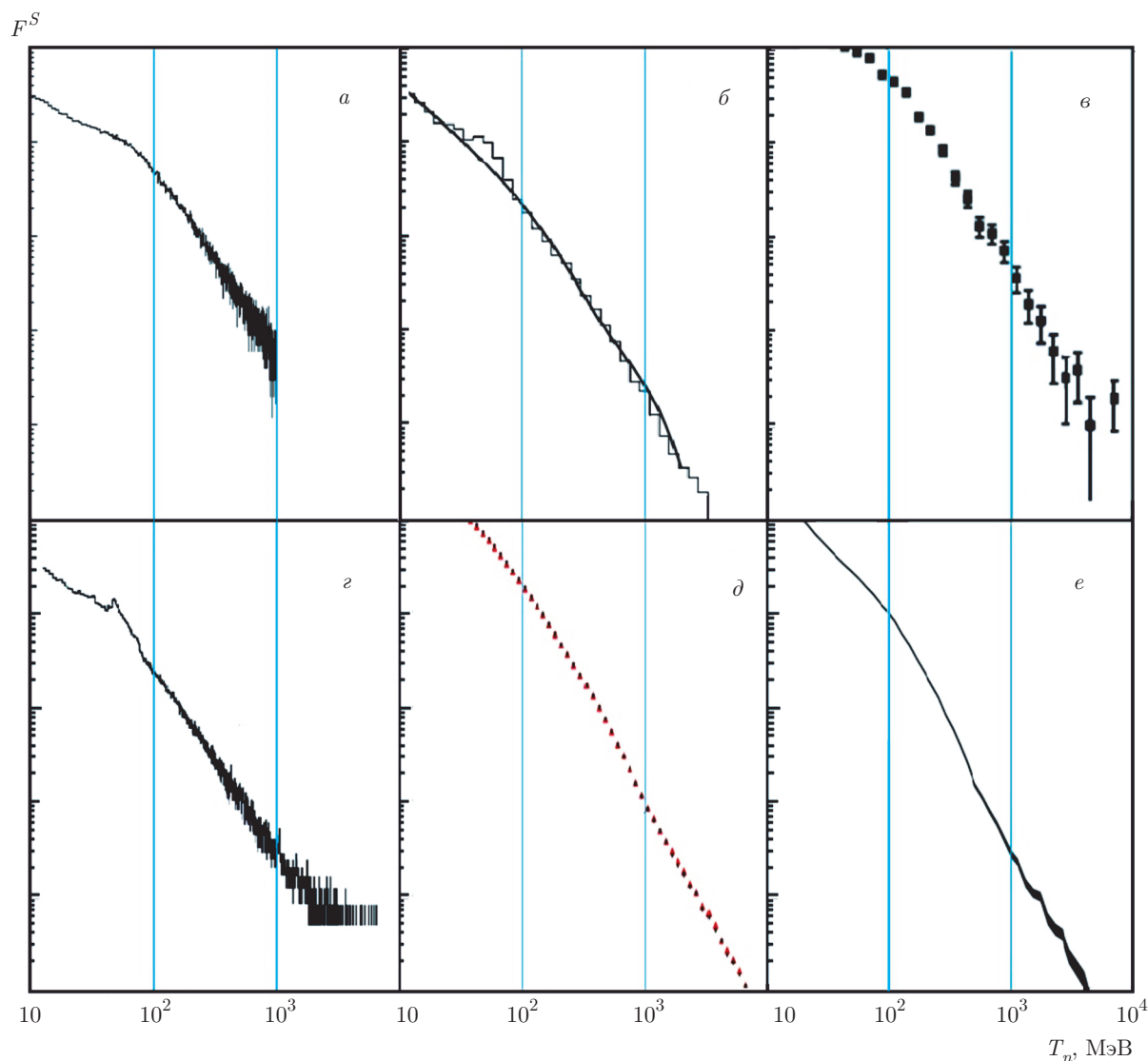


Рис. 1. Энергетические спектры генерации $F^s(T_n)$ нейтронов мюонами фиксированной энергии E_μ , рассчитанные методом Монте-Карло для различных веществ: *a* — ЖС, FLUKA, $E_\mu = 285$ ГэВ [12]; *б* — ЖС, FLUKA и Geant4 (гистограмма), $E_\mu = 280$ ГэВ [11]; *в* — Pb, FLUKA, $E_\mu = 300$ ГэВ [14]; *г* — ЖС, Geant4, $E_\mu = 280$ ГэВ [13]; *д* — грунт, Geant4, $E_\mu = 275$ ГэВ [15]; *е* — Pb, Geant4, $E_\mu = 260$ ГэВ [16]

В аддитивной кварковой модели в основе мягких множественных процессов лежит упругое qq -рассеяние двух квазисвободных валентных (структурных) кварков (в жестких процессах взаимодействуют токовые кварки). Этот процесс можно изобразить кварковой диаграммой на рис. 2. В данном варианте представления πN -взаимодействия антикварк налетающего пиона $\bar{q}_\pi$ упруго рассеивается на кварке q_N нуклона-мишени N . Оба кварка приобретают импульсы, достаточные для выхода из конфайнментов взаимодействующих адронов. Раз-

рыв глюонной связи рассеявшегося антикварка $\bar{q}_\pi$ с кварком-спектатором q_π вызывает появление виртуальных $q\bar{q}$ -пар с их последующей рекомбинацией в струю пионов фрагментационной области. Количество рекомбинировавших $q\bar{q}$ -пар и, следовательно, пионов, определяется энергией антикварка $\bar{q}_\pi$. Среди пионов фрагментации присутствует и лидирующий пион с энергией около 1/2 от начальной, образованный кварком-спектатором q_π и антикварком пары $\bar{q}$. Вылет кварка q_N из нуклона также приводит к появлению $q\bar{q}$ -пар и их рекомбинации в адроны

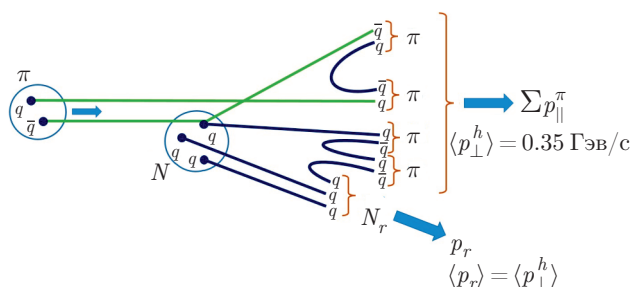


Рис. 2. Кварковая диаграмма столкновения валентных кварков в глубоконеупругом πN -рассеянии с образованием нуклона отдачи N_r в лабораторной системе

пионизационной области. Дикварк-спектатор $q_N q_N$ адронизируется («обесцвечивается») и превращается в нуклон отдачи N_r (r -нуклон).

Из экспериментов в космических лучах и на ускорителях известно, что при соударении частиц ультрарелятивистских энергий пионы (адроны) в образующихся струях имеют не зависящий от энергии взаимодействия средний поперечный импульс $\langle p_{\perp}^h \rangle \approx 0.35 \text{ ГэВ/с}$. В теории сильных взаимодействий КХД эта величина соответствует масштабу глюонных вакуумных флуктуаций с характерным размером нуклона $\sim 1 \text{ Фм}$ (10^{-13} см), который является размером нуклонного конфайнмента. При получении дополнительного импульса (в нашем случае — от $\bar{q}_{\pi}$) кварк q_N может достичь границы конфайнмента (периферии нуклона). Здесь дипольное глюонное поле, связывающее вылетающий кварк с дикварком $q_N q_N$, сжимается в струну, которая разрывается, если кварк обладает достаточным импульсом. Следствием разрыва становится множественное образование пионов.

Натяжение глюонной струны определяется константой сильного взаимодействия. Константа и, следовательно, натяжение струны на периферии нуклона резко нарастают с увеличением расстояния до вылетающего кварка q_N . Разрыв струны происходит в среднем при одном и том же ее натяжении на расстоянии $r_q \sim 1 \text{ Фм}$ независимо от импульса вылетающего кварка. В результате образовавшийся из дикварка $q_N q_N$ r -нуклон получает в ядре направленный по движению вылетающего кварка импульс p_r , средняя величина которого должна соответствовать натяжению струны при размере конфайнмента около 1 Фм , т. е. $\langle p_r \rangle \approx 0.35 \text{ ГэВ/с}$, что приводит к равенству $\langle p_r \rangle \approx \langle p_{\perp}^h \rangle$. Отсюда следует неза-

висимость средней энергии, переданной r -нейтрону, от энергии πN -взаимодействия и массового числа A . Дальнейшая судьба r -нейтрона определяется его энергией и местоположением в ядре. Образовавшиеся в πN -столкновении ливневые пионы выходят из ядра в основном без столкновений, так как длина их свободного пробега в ядерном веществе $\bar{\lambda}_{\pi N} \sim 5 \text{ Фм}$ превышает радиусы практически всех ядер.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НЕЙТРОНОВ ОТДАЧИ $F(\mathcal{E}_r)$

В соответствии с выражением $pc = \beta E$ ($E = m_N c^2 + T_N$) r -нуклон, получая импульс $\langle p_r \rangle = 0.35 \text{ ГэВ/с}$, приобретает энергию $\bar{\mathcal{E}}_r = 63 \text{ МэВ}$ в дополнение к энергии его фермиевского движения в ядре $T_F \approx 30 \text{ МэВ}$. Нуклон отдачи может остаться в ядре, покинуть ядро без столкновения или инициировать ВНК в упругом NN -столкновении. В процессе ВНК энергия r -нуклона дробится, при этом часть cas-нуклонов (в том числе и нейтронов) может выйти из ядра. В упругом NN -столкновении энергия делится между нуклонами в среднем поровну, если такая пропорция не запрещена принципом Паули. Поэтому при средней энергопередаче $\bar{\mathcal{E}}_r = 63 \text{ МэВ}$ выходящие из ядра cas-нейтроны обладают в основном энергиями «испарительной» области примерно до 30 МэВ . Следовательно, энергетический спектр нейтронов в диапазоне $T_n \geq 30 \text{ МэВ}$ формируется r -нейтронами, выходящими из ядер без столкновения.

Поскольку r -нейтрон является продуктом упругого $q_{\pi} q_N$ -рассеяния, спектр $F(\mathcal{E}_r)$ энергопередач q_N -кварка r -нейтрону должен характеризоваться зависимостью $F(\mathcal{E}_r) \propto 1/\mathcal{E}_r^2$, соответствующей упругому рассеянию двух квазисвободных точечных зарядов. Таким же спектром обладают δ -электроны, образуемые заряженными частицами при их ионизационном торможении в веществе. r -нейтрон, способный после выхода из ядра производить ядерные частицы (p, α, n, t) в nA -неупругих реакциях, отвечает определению δ -частицы. Для перехода в δ -нейтрон r -нейтрон в ядре должен получить минимальную энергию $\mathcal{E}_r^{\min} = \varepsilon_b + \varepsilon_{th} = 15 \text{ МэВ}$, так как его энергии связи в ядре $\varepsilon_b \approx 8 \text{ МэВ}$, а порог неупругих nA -реакций $\varepsilon_{th} \approx 7 \text{ МэВ}$ [17].

Наличие минимальной энергопередачи $\mathcal{E}_r^{\min}$ при заданной средней энергии $\bar{\mathcal{E}}_r$ спектра известной формы $F(\mathcal{E}_r) = \text{const} \cdot \mathcal{E}_r^{-2}$ указывает на существова-

ние предельной энергии r -нейтронов $\mathcal{E}_r^{max}$. Ее величину можно найти, используя определение среднего:

$$\bar{\mathcal{E}}_r = \frac{\int_{\mathcal{E}_r^{min}}^{\mathcal{E}_r^{max}} \mathcal{E}_r F(\mathcal{E}_r) d\mathcal{E}_r}{\int_{\mathcal{E}_r^{min}}^{\mathcal{E}_r^{max}} F(\mathcal{E}_r) d\mathcal{E}_r} = \frac{\mathcal{E}_r^{min} \mathcal{E}_r^{max} \ln(\mathcal{E}_r^{max}/\mathcal{E}_r^{min})}{\mathcal{E}_r^{max} - \mathcal{E}_r^{min}}. \quad (1)$$

При $\mathcal{E}_r^{max} \gg \mathcal{E}_r^{min}$ это выражение принимает вид $\bar{\mathcal{E}}_r \approx \mathcal{E}_r^{min} \ln(\mathcal{E}_r^{max}/\mathcal{E}_r^{min})$; подставляя сюда $\bar{\mathcal{E}}_r = 63$ МэВ и $\mathcal{E}_r^{min} = 15$ МэВ, получаем $\mathcal{E}_r^{max} \approx 1$ ГэВ. Энергия $\mathcal{E}_r^{max}$ является максимальной энергопередачей r -нуклоу в глубоконеупругом мягком πN -рассеянии, которая определяется энергией натяжения глюонной струны между валентным кварком q_N и дикварком $q_N q_N$ перед ее разрывом.

Можно отметить, что «поперечная» энергия 1 ГэВ, соответствующая импульсу $p_{\perp} = 2$ ГэВ/с, находится на границе области, где в полное сечение глубоконеупругого рассеяния начинают давать вклад жесткие процессы с участием токовых кварков.

Как следует из выражения (1), при фиксированной величине $\bar{\mathcal{E}}_r$ энергия $\mathcal{E}_r^{max}$ сильно зависит от величины $\mathcal{E}_r^{min}$. Несмотря на физическую обоснованность, ее выбор содержит определенный произвол, допускающий отклонение около 50 % от выбранного значения. Таким образом, при $\mathcal{E}_r^{min} = 11.5$ МэВ и $\mathcal{E}_r^{min} = 18.5$ МэВ для $\mathcal{E}_r^{max}$ получаем, соответственно, 2.8 ГэВ и 0.6 ГэВ. Полагая, что область «поперечной» энергии менее 1 ГэВ включает в себя подавляющую часть мягких процессов, ниже принимаем $\mathcal{E}_r^{max} = 1$ ГэВ.

5. СПЕКТР δ -НЕЙТРОНОВ

Спектр δ -нейтронов $F(T_{\delta})$ формируется r -нейтронами (рис. 2), вышедшими из ядер без столкновений (T_{δ} — энергия нейтрона вне ядра). Энергетический спектр r -нейтронов до выхода из ядра $F(T_r)$ задается спектром энергопередач $F(\mathcal{E}_r)$ с включением фермиевской энергии T_F : $F(T_r) = F(\mathcal{E}_r + T_F)$. При свободном выходе из ядра r -нейтрон теряет энергию T_F и энергию связи $\varepsilon_b \approx 8$ МэВ, следовательно: $T_{\delta}^{min} = \mathcal{E}_r^{min} - \varepsilon_b \approx 7$ МэВ, $T_{\delta}^{max} = \mathcal{E}_r^{max} - \varepsilon_b \approx 10^3$ МэВ. На «обрезание» спектра δ -нейтронов указывает обнаруженный в фотоэмюльсионных экспериментах эффект предельной фрагментации ядра — независимость числа вторичных медленных

частиц и средней энергии δ -нуклонов от энергии первичной частицы, если она превышает примерно 5 ГэВ [18, 19].

Наличие максимальной энергии T_{δ}^{max} , которое базируется на модели глубоконеупругого мягкого πN -рассеяния, не означает полного «обрезания» спектра sg -нейтронов. Имеются процессы, приводящие к появлению δ -нейтронов с энергией выше 1 ГэВ. В первую очередь — это упругое πN -рассеяние в области энергий пионов $E_{\pi} > 10$ ГэВ, в которой могут образовываться нейтроны с энергией $T_{\delta} > 1$ ГэВ. Сечение упругого πN -рассеяния $\sigma_{\pi N}^{el} \approx 4$ мб составляет не более 20 % неупругого — $\sigma_{\pi N}^{in} \approx 20$ мб. Другие процессы, такие как срыв нейтрона реальными и виртуальными фотонами высокой энергии и глубоконеупругое жесткое πN -рассеяние, дают вклад меньший 2 % вклада упругого рассеяния. Таким образом, под «обрезанием» спектра sg -нейтронов при энергии около 1 ГэВ понимается его резкое укручение.

Вероятность выхода r -нейтрона из ядер без столкновения определяется местом его появления в ядре (точка πN -взаимодействия) и средней длиной свободного пробега в ядерном веществе $\bar{\lambda}_r$. Распределение πN -столкновений в ядре не меняется в зависимости от энергии ливневых пионов, но связано с массовым числом A . Сечение глубоконеупругого рассеяния пиона на свободном нуклоне в диапазоне энергий 5–100 ГэВ практически постоянно: $\sigma_{\pi N} \approx 20$ мб [20]. Величина эффективного сечения πN -рассеяния в ядре $\sigma_{\pi N}^{eff}$ меньше вследствие нуклонного затенения: $\sigma_{\pi N}^{eff} = \sigma_{\pi N} A^{\alpha-1}$, где $\alpha = 0.75$ — параметр затенения [21]. Таким образом, средняя длина свободного пробега пиона высокой энергии в ядерном веществе $\bar{\lambda}_{\pi N}$ выражается зависимостью $\bar{\lambda}_{\pi N} = (\sigma_{\pi N}^{eff} \bar{n}_{\chi})^{-1}$ см, $\bar{n}_{\chi}$ — средняя концентрация нуклонов на пути пиона χ . Пион в среднем пересекает ядро радиуса R по хорде $\bar{\chi} = 4R/3 = [4(1.3A^{1/3})/3]$ Фм $= 1.73A^{1/3}$ Фм, находящейся на расстоянии примерно $3R/4$ от центра ядра. Распределение концентрации нуклонов по радиусу ядра описывается выражением

$$n(R) = n_0 \{1 + \exp[(R - R_0)/\Delta]\}, \quad (2)$$

где $n_0 = \text{const}$ — концентрация нуклонов в керне ядра, связанная со средней концентрацией нуклонов в ядре $\bar{n}$ соотношением $n_0 = 1.9\bar{n}$; $R_0 = 1.08A^{1/3}$ Фм — расстояние от центра ядра до области с концентрацией $n_0/2$, $\Delta \approx 0.55$ Фм — скорость убывания концентрации n на периферии ядра. Концентрация $\bar{n}_{\chi}$ связана с n_0 и средней концентрацией нуклонов в ядре $\bar{n} = 10^{38}$ см $^{-3}$: $\bar{n}_{\chi} \approx 0.4n_0 \approx 0.76\bar{n}$. Подставляя

значения $\bar{n}_\chi$ и $\sigma_{\pi N}^{eff}$ в выражение для $\bar{\lambda}_{\pi N}$, получаем $\bar{\lambda}_{\pi N} \approx 6.58A^{1/4}$ Фм. Интегральная вероятность πN -столкновения $P_{\pi N}$ на длине $\bar{\chi}$ определяется отношением $\bar{\chi}/\bar{\lambda}_{\pi N}$:

$$P_{\pi N} = 1 - \exp(-\bar{\chi}/\bar{\lambda}_{\pi N}).$$

Величина $\bar{\chi}/\bar{\lambda}_{\pi N}$ слабо связана с A ($\bar{\chi}/\bar{\lambda}_{\pi N} = 0.263A^{1/12}$), ее можно полагать константой $\bar{\chi}/\bar{\lambda}_{\pi N} \approx 0.368$ при $A^{1/12} \approx 1.4$. В таком случае $P_{\pi N}$ — также константа: $P_{\pi N} = 0.308$.

Эффективным расстоянием от точки входа пиона в ядро до столкновения с нуклоном будем считать медианную длину l_m в распределении πN -столкновений по хорде $\bar{\chi}$. Она определяется из уравнения $0.5P_{\pi N} = 1 - \exp(-l_m/\bar{\lambda}_{\pi N})$:

$$l_m = -\bar{\lambda}_{\pi N} \ln(1 - 0.5P_{\pi N}) = 1.10A^{1/4} \text{ Фм.} \quad (3)$$

Следовательно, r -нейтрон появляется на расстоянии $\bar{l}_r = \bar{\chi} - l_m = 1.32A^{1/4}$ Фм по хорде $\bar{\chi}$ до выхода из ядра. Если направление импульса нейтрона заключено в конусе по движению налетающего пиона, то условием выхода нейтронов из ядра без столкновения является превышение пробегом r -нейтрона в ядре $\bar{\lambda}_r = (\bar{\sigma}_{nN}\bar{n}_\chi)^{-1}$ длины $\bar{l}_r$: $\bar{\lambda}_r \geq \bar{l}_r$. Приравнивание пробега r -нейтрона $\bar{l}_r$ длине $\bar{\chi} - l_m$ является некоторым приближением, так как нейтрон отдачи отклоняется от траектории влетающего в ядро пиона под действием натяжения глюонной струны и его внутриядерного движения. Сечение $\bar{\sigma}_{nN}(T_n)$ представляет усредненную величину сечения рассеяния нейтрона на нуклонах ядра

$$\bar{\sigma}_{nN} = \frac{(A - Z)\sigma_{nn} + Z\sigma_{np}}{A}, \quad (4)$$

где σ_{nn} и σ_{np} — эффективные сечения рассеяния нейтрона на свободном нейтроне и протоне, Z — число протонов в ядре. Зависимости сечений σ_{nn} , σ_{np} от энергии T_n представлены на рис. 3. В области энергий T_n от 30 до примерно 200 МэВ сечение σ_{np} больше величины σ_{nn} в 3–1.5 раза. Поскольку для большинства ядер $A - Z \approx Z$, можно считать, что в диапазоне энергий нейтрона 30–200 МэВ сечение $\bar{\sigma}_{nN}$ практически не зависит от состава ядра: $\bar{\sigma}_{nN} \approx (\sigma_{nn} + \sigma_{np})/2$ и $\bar{\sigma}_{nN} \propto 1/T_n$. При этих энергиях величину $\bar{\sigma}_{nN}$ приближенно можно вычислять по формуле: $\bar{\sigma}_{nN}(T_n) \approx (6 \cdot 10^3/T_n)$ мб, T_n — в МэВ.

Равенство $\bar{\lambda}_r = \bar{l}_r$ и выражения для $\bar{\lambda}_r$ и $\bar{l}_r$ позволяют определить критическую величину сечения $\bar{\sigma}_{nN}^{cr} = 100A^{1/4}$ мб, а затем и соответствующую ей энергию $T_r^{cr} = 6 \cdot 10^3/\bar{\sigma}_{nN}^{cr} \approx 60A^{1/4}$ МэВ. Эта величина является пороговой для свободного выхода

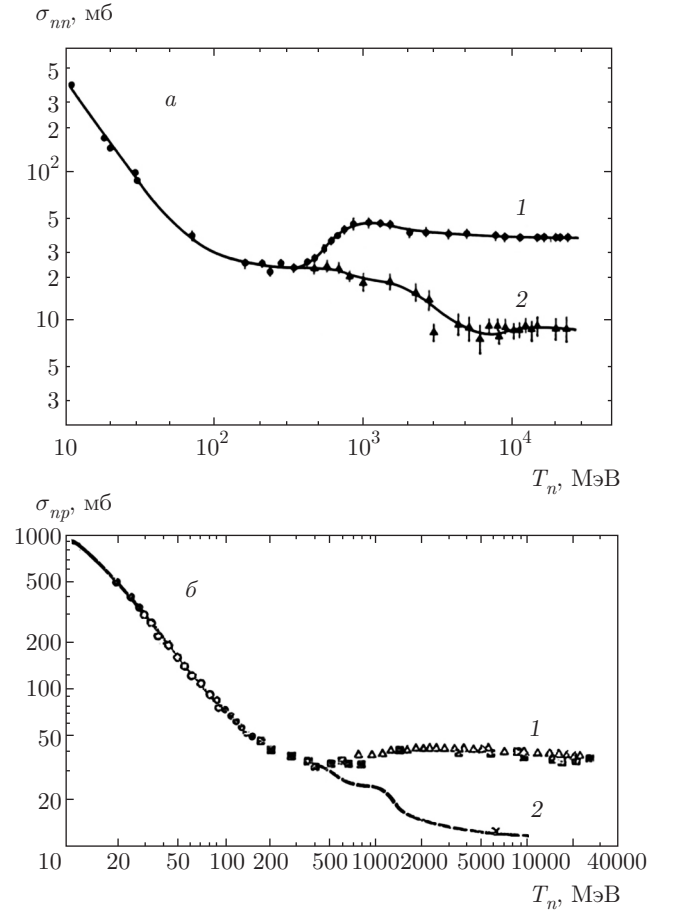


Рис. 3. Полные (1) и упругие (2) сечения нейтрон-нейтронного (а) и нейтрон-протонного (б) рассеяния

r -нейтрона из ядра. Энергии T_r^{cr} в спектре $F(T_r)$ соответствует энергия $T_\delta^{cr} = T_r^{cr} - (T_F + \varepsilon_b) \approx (T_r^{cr} - 40)$ МэВ в спектре δ -нейтронов $F(T_\delta)$. Следовательно, в области энергий δ -нейтронов $T_\delta \geq T_r^{cr}(A)$ спектр $F(T_\delta)$ повторяет форму спектра $F(E_r) \propto 1/\mathcal{E}_r^2$, т. е. $F(T_\delta) \propto 1/T_\delta^2$.

В диапазоне $T_r < T_r^{cr}$ доля P_δ свободно выходящих из ядра r -нейтронов определяется отношением $\bar{\lambda}_r/\bar{l}_r$, преобразуя которое, получаем

$$P_\delta \propto \frac{\bar{\lambda}_r}{\bar{l}_r} = \frac{1}{\bar{\sigma}_{nN}(T_r)\bar{n}_\chi\bar{l}_r(A)} \propto T_r A^{-1/4}, \quad (5)$$

так как $\bar{n}_\chi$ — константа, $\bar{l}_r \propto A^{1/4}$, а $\bar{\sigma}_{nN} \propto 1/T_r$.

Под действием фактора P_δ спектр $F(T_r)$ в диапазоне примерно $45 \text{ МэВ} < T_r < T_r^{cr}$ трансформируется в спектр δ -нейтронов с энергией T_δ от T_δ^{min} до T_r^{cr} :

$$F(T_\delta) \propto F(T_r)P_\delta(T_r) \propto \frac{1}{T_r^2} T_r A^{-1/4} = T_\delta^{-1} A^{-1/4}. \quad (6)$$

Таким образом, спектр δ -нейтронов в любом веществе охватывает диапазон от $T_\delta^{min} \sim 7$ МэВ до $T_\delta^{max} \sim 1000$ МэВ. В области от T_δ^{min} до T_δ^{cr} спектр $F(T_\delta)$ имеет вид $1/T_\delta$, в диапазоне $T_\delta^{cr} - T_\delta^{max}$ он описывается законом $1/T_\delta^2$.

Зависимость от A спектра δ -нейтронов $F(T_\delta) \propto A^{-1/4}$ обратна по отношению к зависимости энергии перегиба $T_\delta^{cr} \propto A^{1/4}$. Следовательно, при увеличении A энергия T_δ^{cr} растет, в то время как значения спектра $F(T_\delta)$ уменьшаются. Это свидетельствует об уменьшении доли δ -нейтронов в полном числе сг-нейтронов и увеличении доли ев-нейтронов. С уменьшением A энергия перегиба спектра $F(T_\delta)$ также уменьшается, а затем при $A \sim 4$ исчезает вообще, поскольку все r -нейтроны переходят в разряд δ -нейтронов. Следует отметить, что для ядер с $A < 12$ выражение для T_r^{cr} приобретает большую погрешность. Это объясняется отсутствием у данных ядер ядра с постоянной концентрацией n_0 , размер которого задается формулой (2).

6. ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИИ сг-НЕЙТРОНОВ $F^s(T_\delta)$

Спектр $F^s(T_\delta)$ сг-нейтронов можно получить в эксперименте, геометрия которого отвечает следующим требованиям:

а) слой вещества-мишени, в котором образуются нейтроны, должен располагаться вблизи детектора на фиксированном расстоянии от него с учетом направленности δ -нейтронов сверху вниз;

б) мишенный слой должен иметь фиксированную толщину в несколько пробегов $\lambda_{\pi A}$, но не влияющую на форму спектра $F^s(T_\delta)$;

в) наличие слоя вещества между мишенью и детектором не должно приводить к деформации формы спектра выходящих из мишени нейтронов.

В большинстве экспериментов необходимым является исключение пересечения детектора мюоном и/или ливнем, что препятствует измерению величины энерговыделения появляющегося в детекторе нейтрона.

Спектр генерации сг-нейтронов $F^s(T_\delta)$ был получен в экспериментах KARMEN [7], LVD [8] и в подземной лаборатории Soudan [10]. В эксперименте KARMEN нейтроны генерировались мюонами и ливнями главным образом в 7000-тонной железной

защите, окружающей жидкостный сцинтилляционный детектор объемом 65 м³. Триггером для регистрации нейтронов являлось пересечение мюоном плоскостей активной защиты детектора, фиксирующей время и координаты мюонно-ливневого события. Для анализа отбирались события пересечения мюоном железной защиты, содержащие коррелированные с мюоном импульсы детектора. Основной задачей эксперимента KARMEN было исследование νA -сечений в пучке ускорительных нейтрино, поэтому установка находилась на небольшой глубине под землей. Нейтроны от атмосферных мюонов изучались как источник фона при измерениях. Средняя энергия мюонов, проходящих через защиту, соответствовала глубине около 40 м.в.э., т. е. имела величину около 15 ГэВ. Мюоны такой энергии образуют, главным образом ев-нейтроны, так как доминирующими каналами их генерации являются $\mu^- A$ -захват и фоторождение виртуальными фотонами. Тем не менее фиксация временных, пространственных и энергетических характеристик импульсов сцинтилляционного детектора позволяла устанавливать энерговыделения δ -нейтронов, вылетающих из железной защиты, а затем и определить форму спектра «видимых» энерговыделений в интервале энергий 20–80 МэВ. Авторы [7] описали спектр регистрируемых энерговыделений сг-нейтронов $F(\varepsilon_{vis})$ законом $\exp(-\varepsilon_{vis}/\varepsilon_0)$, где $\varepsilon_0 \approx 42$ МэВ (рис. 4). Как следует из графика, в обсуждаемом диапазоне 30–80 МэВ из 59 экспериментальных точек 38 лежат выше прямой, представляющей закон $\exp(-\varepsilon_{vis}/42)$, 19 точек — ниже, две точки визуально согласуются с аппроксимацией. Несоответствие эксперимента и зависимости $\exp(-\varepsilon_{vis}/42)$ наиболее ярко проявляется на «хвосте» спектра: при погрешности измерений около 35 % в области энергий 60–80 МэВ выше прямой располагаются 17 точек из 20. Лучшей аппроксимацией данных KARMEN в диапазоне 20–80 МэВ является экспонента с параметром $\varepsilon_0 = 57.8 \pm 9.4$. Значительная погрешность величины ε_0 связана с определением значений темпа счета по графику на рис. 4. Учитывая этот факт, далее полагаем $\varepsilon_0 \approx 60$ МэВ. Эта величина поддерживается результатом эксперимента Soudan [10], описанным ниже.

Соотношение зависимостей $F(\varepsilon_{vis}) \propto \exp(-\varepsilon_{vis}/60)$ и $F(\varepsilon_{vis}^\delta)$ показано на рис. 5. Кривая $F(\varepsilon_{vis}^\delta)$ представляет зависимость $N(T_\delta) \propto T_\delta^{-1}$, в которой энергия T_δ пересчитана в видимое энерговыделение ε_{vis}^δ с использованием функции концентрационного тушения (квэнчинга) $q(T_\delta) = \varepsilon_{vis}^\delta/T_\delta$, полученной для органического жидкого сцинтил-

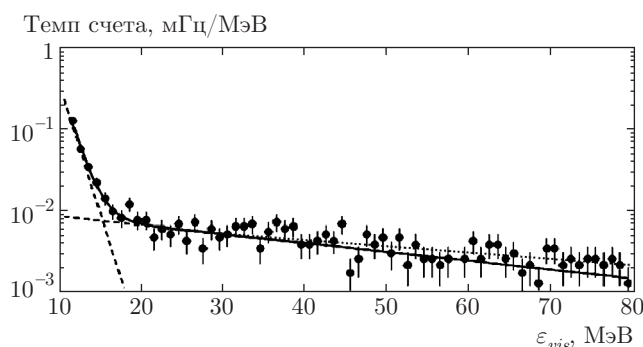


Рис. 4. Спектр регистрируемых энергий сг-нейтронов в эксперименте KARMEN. Сплошная линия — аппроксимация данных авторами работы [7]. Штриховая линия — лучшая аппроксимация данных законом $\exp(\varepsilon_{vis}/60 \text{ МэВ})$ в диапазоне 30–80 МэВ

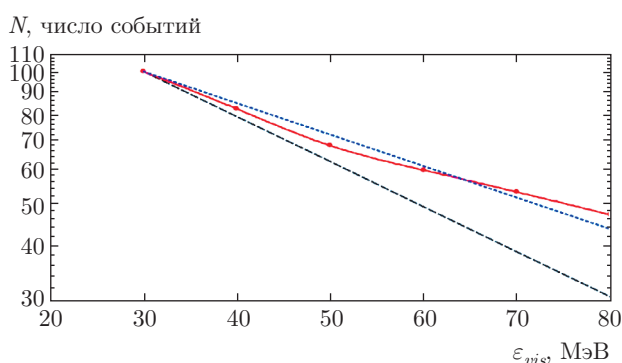


Рис. 5. Спектры регистрируемых энергий сг-нейтронов ε_{vis} в диапазоне 30–80 МэВ. Штриховая линия — аппроксимация данных авторами эксперимента KARMEN; пунктирная линия — аппроксимация данных законом $\exp(-\varepsilon_{vis}/60 \text{ МэВ})$; сплошная кривая — зависимость $1/T_n$ с учетом квэнчинга. Зависимости нормированы при $\varepsilon_{vis} = 30 \text{ МэВ}$

лятора (ЖС) с приблизительным составом $C_{10}H_{20}$ в работе [22]. Здесь допускалось, что нейтрон всю энергию T_δ передает одному протону отдачи, т.е. $T_p = T_\delta$. В действительности нейтрон в ЖС теряет свою энергию порциями в актах np -рассеяния и упругих и неупругих nC -столкновениях. Сделанное допущение незначительно влияет на форму кривой $F(\varepsilon_{vis}^\delta)$. Кривые на рис. 5 нормированы на число событий при энерговыделении $\varepsilon_{vis} = 30 \text{ МэВ}$, которое соответствует энергии $T_\delta = 47 \text{ МэВ}$. Взаимное расположение кривых $F(\varepsilon_{vis})$ и $F(\varepsilon_{vis}^\delta)$ показывает, что экспериментальные данные KARMEN в диапазоне (30–80) МэВ могут быть описаны законом T_δ^{-1} .

На определение спектра $F^s(T_\delta)$ был нацелен эксперимент [10] в подземной лаборатории на глубине

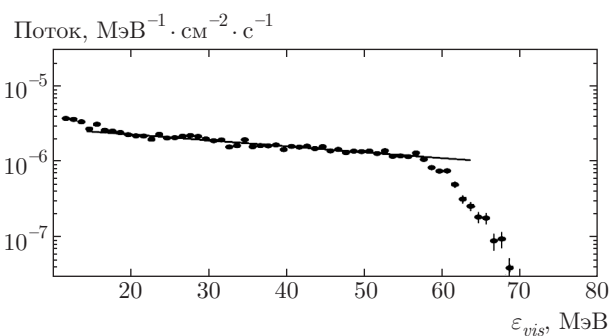


Рис. 6. Наблюдаемый спектр энерговыделений сг-нейтронов в эксперименте Soudan (точки) [10]. Прямая — зависимость $\exp(-\varepsilon_{vis}/60 \text{ МэВ})$

2100 м в.э. ($\bar{E}_\mu \sim 210 \text{ ГэВ}$) в шахте Soudan (США). Измерения были выполнены с помощью счетчика цилиндрической формы ($\varnothing = 13 \text{ см}$, $L = 100 \text{ см}$), заполненного 12 литрами ЖС. Диапазон измеряемых энергий ε_{vis} от 4 до 60 МэВ. Сверху диапазон ограничивался возможностями электроники. Взаимодействие нейтронов в ЖС отделялось от взаимодействий электронов, γ -квантов и мюонов по форме импульсов ФЭУ. Полученная невысокая статистика 24 события за 655 дней измерений под землей не позволяет сделать определенных заключений о форме спектра в интервале 30–60 МэВ. Интерес представляют результаты, полученные авторами во время калибровочных измерений на поверхности: спектр энергий ε_{vis} нейтронов в диапазоне (30–56) МэВ $\propto \exp(-\varepsilon_{vis}/60 \text{ МэВ})$ (рис. 6) совпал с подправленным спектром KARMEN (рис. 4). Таким образом, авторы работы [10] получили спектр $F^s(T_\delta)$ на земной поверхности. Этот факт можно объяснить регистрацией δ -нейтронов, генерируемых пионами широких атмосферных ливней (ШАЛ) в крыше и стенах помещения, в котором проводились измерения.

Аналогичный вывод следует из результатов измерения спектра нейтронов в Лаборатории Гран Сассо на высоте 1000 м с применением сцинтилляционного счетчика объемом 1.5 м^3 [9]. Измеренный спектр в диапазоне (30–400) МэВ с перегибом около 90 МэВ соответствует спектру $F^s(T_\delta)$ генерации δ -нейтронов, полученному под землей в эксперименте LVD [8]. На поверхности нейтроны с энергией выше 30 МэВ также могли генерироваться пионами ШАЛ в крыше экспериментального корпуса. Подобие спектров нейтронов в области энергий выше 30 МэВ, полученных на поверхности и под землей, имеет естественное объяснение: в обоих случаях они генерируются пионами h -ливней в актах глубоководного πA -рассеяния, при котором энергетиче-

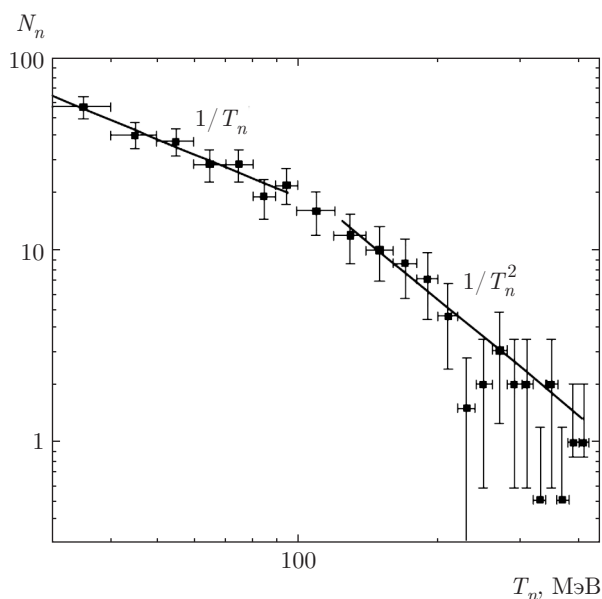


Рис. 7. Энергетический спектр sg-нейтронов в эксперименте LVD [8], N_n — число нейтронов

ческие характеристики образующихся δ -нейтронов не зависят от энергии пионов.

Спектр $F^s(T_\delta)$ sg-нейтронов на глубине 3650 м в.э. был получен в эксперименте LVD (рис. 7) [8]. Основной целью эксперимента является обнаружение и исследование потока нейтрино от гравитационного коллапса ядра звезды. Характеристики детектора LVD позволяют также изучать мюоны высокой энергии и продукты их взаимодействий, в том числе sg-нейтроны. Толщина грунта над установкой определяет среднюю энергию потока мюонов 280 ± 18 ГэВ. LVD состоит из трех одинаковых башен с размерами $6.2 \times 13.8 \times 10.0$ м³. Башня содержит 280 счетчиков прямоугольной формы объемом 1.5 м³, вмещающих 1.2 тонны жидкого сцинтиллятора каждый. Энергетическое разрешение счетчика для энергосвыделений выше 20 МэВ около 20 %, временное разрешение — 1 мкс.

Нейтроны генерировались в веществе установки, состоящей из ЖС и железа. Железо входит в состав элементов конструкции установки, образующих регулярную ячеистую структуру, ячейкой которой является сцинтилляционный счетчик объемом 1.5 м³. Массы ЖС и Fe одинаковы, ЖС имеет состав $C_k H_{2k}$, $k \approx 10$. Спектр $F^s(T_\delta)$ нейтронов, производимых околоразрывными мюонами в мишенной колонне (t-колонне) установки длиной 6.2 м, шириной 2.2 м и высотой 7.5 м (56 счетчиков с массой ЖС 67 т и такой же массой Fe), восстанавливался по спектру «видимых» энергосвыделений нейтро-

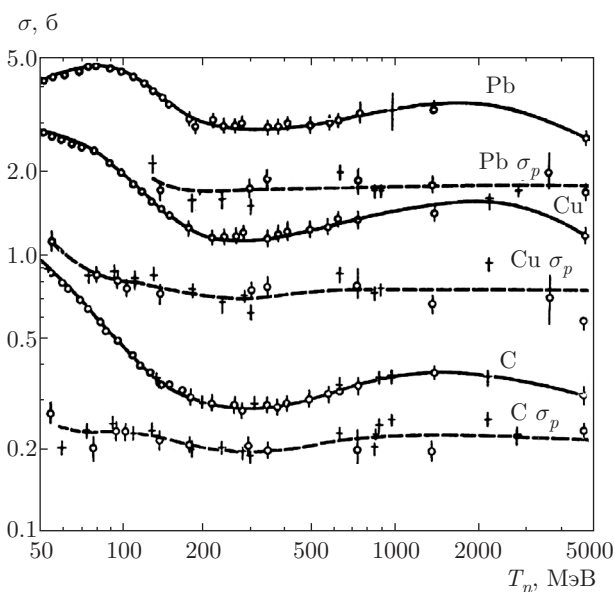


Рис. 8. Полные и неупругие (σ_p) сечения nA -рассеяния для C, Cu, Pb

нов в 60 сцинтилляционных счетчиках детектирующего объема (d-объема) с массой ЖС 72 т [8]. Детектирующий объем отделяется от t-колонны слоем ЖС 78 г/см² и слоями железа с полной толщиной 45 г/см², входящими в состав разделительной полуколонны (28 счетчиков). Полуколонна, включающая в себя легкое и тяжелое вещества, эффективно экранирует d-объем от частиц электромагнитной (γ , e) и адронной (p , $\pi^\pm$) компонент ем- и h -ливней, развивающихся в t-колонне. В то же время разделительная полуколонна с данным составом и размерами слабо деформирует форму спектра $F^s(T_\delta)$. Это объясняется следующими причинами. Нейтроны с энергией $T > 30$ МэВ, пересекая полуколонну, взаимодействуют в основном с ядрами C и Fe. В упругом nC - и nFe -рассеянии нейтроны теряют менее 10 % своей энергии. При неупругом nA -взаимодействии δ -нейтроны с энергией более 30 МэВ инициируют развитие в ядре ВНК, что приводит к дроблению энергии T_δ и практическому исчезновению нейтронов, испытавших неупругое nA -рассеяние, с энергией выше 30 МэВ. Поскольку сечение этого процесса, слабо варьируясь, практически не зависит от энергии падающего нейтрона (рис. 8), неупругое рассеяние незначительно влияет на форму спектра $F^s(T_\delta)$.

Заметную роль в рассматриваемых процессах могло бы сыграть np -рассеяние, в результате которого нейтрон теряет в среднем половину энергии. Но поскольку длина свободного пробега δ -нейтронов с $T_\delta > 30$ МэВ относительно np -рассеяния в ЖС

$\lambda_{np} > 50$ см сравнима со средней длиной траектории частицы в ЖС 75 см (средняя длина хорды счетчика), а доля np -столкновений в ЖС около 20 %, этот процесс также слабо меняет форму спектра $F^s(T_\delta)$ δ -нейтронов на выходе из разделительной полуколлонны. О слабом влиянии на форму спектра нейтронов с энергиями 10–10³ МэВ слоя проходимого ими вещества толщиной до нескольких пробегов λ_{nA} говорят также расчеты методом Монте-Карло [3, 14].

К энерговыделениям нейтронов относились импульсы, регистрируемые счетчиками d-объема во временном интервале 250 нс после мюонного события в мишенной колонне. Искомый спектр $F^s(T_\delta)$ формируется нейтронами, образующимися в глубоконаупругих πC -, πFe -, np -взаимодействиях, доли которых в полном числе πA -взаимодействий составляют 48 % (πC), 37 % (πFe), 15 % (np). В отличие от спектра $F^s(\pi p) \propto 1/T_\delta^{-2}$, спектры δ -нейтронов в углероде и железе меняют форму соответственно при 72 МэВ и 124 МэВ. Поскольку доля np -взаимодействий мала, измеряемый спектр $F^s(T_\delta)$ формируется нейтронами от πC - и πFe -взаимодействий. Вследствие этого в области энергий от 30 МэВ до примерно 70 МэВ спектр δ -нейтронов описывается зависимостью T_δ^{-1} , выше ≈ 120 МэВ — законом T_δ^{-2} . Данные LVD (рис. 7) в интервале 30–120 МэВ аппроксимируются законом $T_\delta^{-\alpha}$ при $\alpha = 1.11 \pm 0.30$, выше 120 МэВ при $\alpha = 2.05 \pm 0.14$ [8]. Интервал 70–120 МэВ является переходным. Поскольку πC - и πFe -вклады сравнимы, можно полагать, что форма искомого спектра меняется при энергии около 100 МэВ, т. е. T_δ^{cr} (ЖС + Fe) ≈ 100 МэВ. Установление энергии перегиба T_δ^{cr} позволяет рассчитать характеристики спектра $F^s(T_\delta)$ в диапазоне энергий 30–400 МэВ, соответствующем измерениям: среднюю энергию $\bar{T}_\delta$ для всего диапазона 30–400 МэВ, средние энергии $\bar{T}_\delta^{(1)}$ и $\bar{T}_\delta^{(2)}$ до перегиба и после него.

Расчет дает величины $\bar{T}_\delta^{(1)} = 58$ МэВ (интервал 30–100 МэВ, $F^s(T_\delta) \propto T_\delta^{-1}$), $\bar{T}_\delta^{(2)} = 185$ МэВ (интервал 100–400 МэВ, $F^s(T_\delta) \propto T_\delta^{-2}$). Средняя по спектру расчетная энергия в диапазоне 30–400 МэВ $\bar{T}_\delta$ равна 107 МэВ. В случае диапазона измерений 30–1000 МэВ расчетная величина $\bar{T}_\delta$ составила бы 143 МэВ. В эксперименте (рис. 7) при полной статистике 371 нейтрон (185 нейтронов до перегиба и 186 — после него) получено: $\bar{T}_\delta = 104 \pm 6$ МэВ; $\bar{T}_\delta^{(1)} = 59 \pm 2$ МэВ, $\bar{T}_\delta^{(2)} = 174 \pm 14$ МэВ. Можно видеть, что характеристики спектра $F^s(T_\delta)$, рассчитанные для интервала энергии sg -нейтронов 30–400 МэВ, согласуются с измерениями. Согласие расчетных ха-

рактеристик спектра $F^s(T_\delta)$ с результатами имеющихся экспериментов позволяет сделать вывод о действенности рассмотренной модели генерации космогенных δ -нейтронов.

7. СПЕКТР ИЗОЛИРОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ $F^{is}(T_n)$

В подземных экспериментах трудноустраняемой является компонента нейтронного фона, создаваемая космогенными изолированными нейтронами (is -нейтронами). Изолированными считаются нейтроны, появление которых не связано с детектором ни по времени, ни пространственно. Этим условием при измерениях исключаются нейтроны от мюонов и ливней, пересекающих детектор.

Под землей спектр is -нейтронов $F^{is}(T_n)$ формируется на границе грунта и экспериментально-го зала. Будучи равновероятно генерируемыми по объему грунта, sg -нейтроны проходят его различные толщины достигая стенок камеры. В результате спектр генерации нейтронов $F^s(T_n)$ трансформируется в спектр $F^{is}(T_n)$. Изолированные нейтроны испарительной области спектра $F^s(T_n)$ с энергиями $T_n \leq 30$ МэВ имеют изотропное пространственное распределение. Таким образом, несмотря на общую направленность потока мюонов и ливней сверху вниз, интенсивность выходящих из стен камеры изолированных ev -нейтронов примерно одинакова по всей поверхности камеры. Длина релаксации ev -нейтронов в среднем по составу и плотности грунте ($A = 22$, $Z = 11$, $\rho = 2.7$ г/см³) $\lambda_n^{is} \approx 25$ г/см² [23], что определяет небольшую толщину слоя грунта, около 0.3 м, из которого ev -нейтроны выходят в камеру. Энергетический спектр изолированных ev -нейтронов является композицией максвелловских спектров $F^M(T_n) \propto T_n \exp(T_n/T^0)$ с различной ядерной температурой T^0 , связанной с механизмами генерации нейтронов в h - и em -ливнях, а также спектра δ -нейтронов $F^s(T_\delta) \propto 1/T_\delta$ в области $T_\delta < 30$ МэВ. Средняя энергия космогенных ev -нейтронов 4–7 МэВ [2, 24], на выходе из грунта их энергия уменьшается до 1–3 МэВ за счет, в основном, неупругого рассеяния на ядрах грунта. Невысокая энергия космогенных ev -нейтронов позволяет эффективно подавлять создаваемый ими фон с применением защиты детектора, включающей в себя активные и пассивные элементы.

Как уже отмечалось, наибольшей проникающей способностью обладают sg -нейтроны с энергиями $T_n > 30$ МэВ, т. е. δ -нейтроны. Поток δ -нейтронов

под землей характеризуется значительной направленностью сверху вниз. Это объясняется, во-первых, сильной анизотропией углового распределения мюонов $I_\mu(\theta) \propto \cos^n \theta_\mu$ с показателем $n \approx 2-5$ на глубине 1000–4000 м в.э. под плоской поверхностью, во-вторых, развитием h -ливня по траектории мюона и, в-третьих, выходом δ -нейтронов из ядер в узком конусе по движению ливневых пионов. Зависимость полного сечения nA -взаимодействий от энергии в диапазоне 30–150 МэВ в стандартном грунте подобна энергетической зависимости сечения $\sigma_{nN} \propto T_n^{-1}$ (рис. 8). Длина свободного пробега δ -нейтронов λ_δ с энергиями 30–150 МэВ заключена в интервале от 8 до 40 см. Приведенные особенности космогенных частиц под землей в совокупности с условием изолированности δ -нейтронов определяют область, из которой нейтроны приходят к детектору. Она располагается над детектором и вокруг его верхней части. Помимо соотношения поверхностей детектора и камеры форма и размеры области зависят от пробега λ_δ и углового распределения δ -нейтронов. Число $P_D(T_\delta)$ падающих на детектор δ -нейтронов пропорционально объему этой области $V(T_\delta)$: $P_D(T_\delta) \propto V(T_\delta)$. Продольный размер области связан с пробегом λ_δ , поперечный — с угловым распределением δ -нейтронов. В таком случае объем $V(T_\delta)$ можно представить в виде цилиндра с высотой, пропорциональной λ_δ , и поперечным сечением, пропорциональным площади $\pi R_\delta^2(\theta_\delta)$:

$$V(T_\delta) \propto \lambda_\delta(T_\delta) R_\delta^2(\theta_\delta).$$

Величина радиуса R_δ связана с отношением

$$p_F^\perp/p_r = \text{tg } \theta_\delta \propto R_\delta,$$

где $p_F^\perp$ — средний поперечный импульс фермиевского движения нуклона в ядре, p_r — импульс r -нейтрона, θ_δ — угол вылета высвобождающегося δ -нейтрона из ядра относительно импульса p_r , направленного по движению ливневого пиона, незначительно отклоняющегося от траектории мюона и оси h -ливня.

Таким образом, спектр δ -нейтронов в источнике $F^s(T_\delta)$ под действием фактора $V(T_\delta)$ трансформируется в спектр регистрируемых изолированных нейтронов $F^{is}(T_\delta)$:

$$F^{is}(T_\delta) \propto V(T_\delta) F^s(T_\delta) \propto \lambda_\delta(T_\delta) \text{tg}^2 \theta_\delta F^s(T_\delta). \quad (7)$$

В диапазоне 30–150 МэВ пробег $\lambda_\delta \propto T_\delta$, так как $\sigma_{nA} \propto 1/T_\delta$. Поскольку при этих энергиях $F^s(T_\delta) \propto 1/T_\delta$, $F^{is}(T_\delta) \propto \text{tg}^2 \theta_\delta = (p_F^\perp/p_r)^2$. Зависимость $\text{tg } \theta_\delta$ от T_δ , полученная при значениях $p_F^\perp c =$

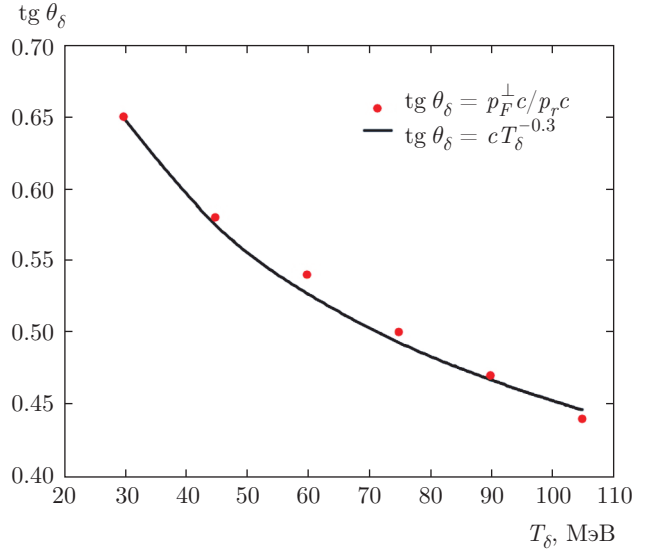


Рис. 9. Соотношение зависимости $\text{tg } \theta_\delta = p_F^\perp/p_r$ и функции $T_\delta^{-0.3}$, нормированной на величину $\text{tg } \theta_\delta$ при $T_\delta = 30$ МэВ

$= 239$ МэВ ($T_F = 30$ МэВ) и $T_r = T_\delta + 40$ МэВ, представлена на рис. 9. При нормировке в точке $T_\delta = 30$ МэВ ($T_r = 70$ МэВ, $p_r c = 369$ МэВ) она хорошо аппроксимируется функцией $\text{tg } \theta_\delta = 1.8 T_\delta^{-0.3}$. Следовательно, в диапазоне энергий изолированных δ -нейтронов T_δ^{is} от 30 МэВ до перегиба (около 100 МэВ) спектр $F^{is}(T_\delta)$ под землей имеет вид

$$F^{is}(T_\delta) \propto \text{tg}^2 \theta_\delta \propto T_\delta^{-0.6}. \quad (8)$$

Форма спектра $F^{is}(T_\delta)$ в области $T_\delta^{cr} \leq T_\delta \leq T_\delta^{max} \approx 1000$ МэВ определяется величиной $\lambda_\delta(T_\delta)$ и зависимостью $\text{tg } \theta_\delta$ от T_δ . Если полагать, что в интервале 150–1000 МэВ длина $\lambda_\delta \approx \text{const}$ (рис. 8) и $\text{tg}^2 \theta_\delta \propto T_\delta^{-0.6}$, то при $T_\delta \approx T_\delta^{cr}$ спектр $F^{is}(T_\delta)$ резко укрупняется:

$$F^{is}(T_\delta) \propto \lambda_\delta (\text{tg}^2 \theta_\delta) F^s(T_\delta) \propto T_\delta^{-0.6} T_\delta^{-2} = T_\delta^{-2.6}. \quad (9)$$

Спектр $F^{is}(T_\delta)$ в диапазоне энергий 20–90 МэВ измерялся на 100-тонном сцинтилляционном детекторе цилиндрической формы с примерно равновеликими высотой и диаметром около 5.5 м. Детектор находится в соляной шахте на глубине 570 м в.э. [6]. Энергетический диапазон определялся возможностями электроники, ориентированной на регистрацию $\bar{\nu}_e p$ -реакции, вызываемой нейтрино от коллапсирующих звездных ядер. Нейтроны генерировались в соли потоком мюонов со средней энергией около 125 ГэВ. Энергия нейтронов определялась по

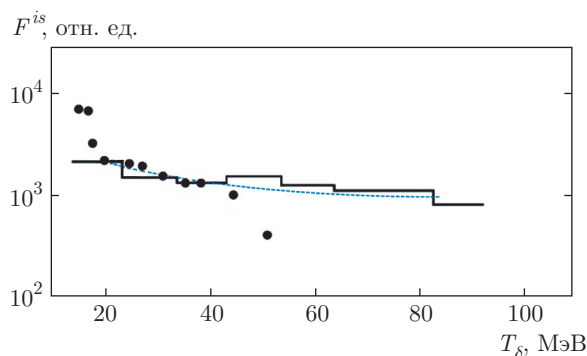


Рис. 10. Спектры $i\delta$ -нейтронов. Точки — результаты работы [5], гистограмма — данные [6], штриховая линия — зависимость $T_n^{-0.6}$. Все данные нормированы на значение гистограммы при $T_\delta = 20$ МэВ

энерговыведению протонов отдачи в реакции упругого np -рассеяния с учетом квантинга в жидком углеводородном сцинтилляторе и частиц nC -взаимодействия. Показатель спектра был определен с точностью 20 % (рис. 10): $F^{is}(T_\delta) \propto T_n^{-0.5 \pm 0.1}$. Как видно на рис. 10, спектр [6] удовлетворительно согласуется и с зависимостью $T_\delta^{-0.6}$. Спектр изолированных нейтронов, генерируемых в h -ливнях в грунте на глубине 60 м в.э. муонами со средней энергией около 20 ГэВ, был измерен в работе [5] в диапазоне 10–60 МэВ (рис. 10). Энергия нейтронов определялась также по энерговыведению протонов отдачи в пластическом сцинтилляторе весом 3.85 кг цилиндрической формы диаметром и высотой 17.5 см. Спектр [5] в диапазоне от примерно 25 до 40 МэВ несколько круче спектра [6]. Падение спектра в области $T_n > 40$ МэВ объясняется краевым эффектом, приводящим к недомеру энергии протонов отдачи. Учитывая погрешности измерений, можно заключить, что зависимость (8), согласуясь с наиболее экспериментально обеспеченными результатами измерений [6], объясняет форму спектра образующихся в грунте изолированных δ -нейтронов с энергиями от 30 до примерно 100 МэВ. Кроме того, зависимость (9) предсказывает поведение спектра $F^{is}(T_\delta)$ в области энергий выше примерно 100 МэВ, которая пока не обеспечена данными измерений.

8. ДОЛЯ δ -НЕЙТРОНОВ В ОБЩЕМ ЧИСЛЕ cg -НЕЙТРОНОВ

Из экспериментов известно, что число δ -нейтронов N_δ с энергиями $T_\delta \geq 30$ МэВ примерно в 2 раза меньше количества испарительных нейтронов N_h^{ev} , образующихся в h -ливнях [2]. Кроме того, в расче-

тах [11, 25, 26] получено, что нейтроны ем-ливней N_{em} составляют, в зависимости от вещества, 25–40 % от полного количества космогенных нейтронов N_h^{tot} . Полагая, что все нейтроны N_{em} принадлежат испарительной области, приходим к уравнению

$$N_n^{tot} = N_\delta + N_h^{ev} + N_{em} = N_\delta + 2N_\delta + N_{em} = 3N_\delta + \eta N_h^{ev}. \quad (10)$$

Отсюда следует $N_\delta = (1 - \eta)N_n^{tot}/3$ и при $\eta = 0.25$ –0.40

$$N_\delta = (0.20 \div 0.25)N_n^{tot}.$$

Следовательно, число δ -нейтронов с энергиями 30–1000 МэВ составляет 20–25 % от N_n^{tot} , испарительных (с энергиями до 30 МэВ) — 75–80 %.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Особенности спектра генерации cg -нейтронов находят объяснение в рамках кварковой модели глубоконеупругого πA -рассеяния. Спектр формируется взаимодействиями в ядрах атомов вещества. Характеристики спектра (форма, средняя энергия, энергия перегиба, средние энергии участков спектра) связаны с механизмом qq -столкновения валентного кварка налетающего пиона с валентным кварком нуклона ядра-мишени и прохождением нейтрона отдачи через ядерное вещество.

Спектр cg -нейтронов занимает диапазон от нуля до примерно 1 ГэВ и состоит из трех компонент. В первой компоненте (энергии до 30 МэВ) доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром. Присутствующие здесь δ -нейтроны со спектром $1/T_\delta$ практически не влияют на форму результирующего спектра. Средняя энергия 4–7 МэВ нейтронов этого участка спектра определяется величиной A и не связана с $\bar{E}_\mu$. Нейтроны первой компоненты в зависимости от A составляют 75–80 % от полного числа cg -нейтронов. Вторую и третью компоненты, охватывающие энергетический диапазон от 30 МэВ до примерно 1 ГэВ, составляют δ -нейтроны глубоконеупругого πA -рассеяния. Спектр δ -нейтронов $F^s(T_\delta)$ имеет характерный вид, представимый в логарифмическом масштабе прямой с перегибом при энергии T_δ^{cr} .

Источником δ -нейтронов с энергиями выше 30 МэВ являются h -ливни. Нейтроны ем-ливней и образованные в других процессах не влияют на форму спектра. Форма спектра $F^s(T_\delta)$ происходит от энергетического спектра δ -частиц $1/T_\delta^2$, которым

характеризуется упругое рассеяние квазисвободных валентных кварков. Спектр $F^s(T_\delta)$ формируется теми из нейтронов отдачи, которые выходят из ядер без столкновений. В результате взаимодействий нейтронов отдачи в ядрах в интервале от 30 МэВ до энергии перегиба T_δ^{cr} спектр $1/T_\delta^2$ принимает форму второй компоненты $1/T_\delta$. Нейтроны третьей компоненты от энергии T_δ^{cr} до примерно 1 ГэВ имеют спектр $1/T_\delta^2$, так как все выходят из ядер без столкновений. Энергия перегиба T_δ^{cr} спектра $F^s(T_\delta)$ зависит от величины A как $T_\delta^{cr} \propto A^{1/4}$; для ядер с $A \leq 4$ спектр $F^s(T_\delta)$ принимает моноформу пропорциональную T_δ^{-2} , в то время как для $A = 207$ (Pb) вторая компонента спектра, пропорциональная T_δ^{-1} , достигает энергии около 190 МэВ.

Величина средней энергии δ -нейтронов $\bar{T}_\delta \sim (120-150)$ МэВ слабо связана с A и не зависит от энергии ливневых пионов. Вследствие этого форма спектра $F^s(T_\delta)$ и энергия $\bar{T}_\delta$ генерируемых в грунте нейтронов остаются неизменными при увеличении глубины и соответственном росте средней энергии мюонов $\bar{E}_\mu$. По этой же причине форма спектра $F^s(T_\delta)$ в атмосфере должна повторять форму спектра сг-нейтронов под землей.

Энергетический спектр изолированных нейтронов $F^{is}(T_\delta)$ также имеет трехкомпонентный вид. Здесь средняя энергия ev-нейтронов первой компоненты ниже средней энергии ev-нейтронов спектра генерации вследствие процессов рассеяния нейтронов на ядрах среды. Под землей спектр is-нейтронов $F^{is}(T_\delta)$ с энергиями выше 30 МэВ формируется δ -нейтронами, приходящими к детектору из области их генерации без заметного изменения энергии и направления. Расположение этой области относительно детектора и ее размеры определяются угловым распределением мюонов на глубине наблюдения, угловым распределением δ -нейтронов при выходе из ядер и длиной свободного пробега в грунте, зависящей от их энергии. Основным фактором, определяющим форму спектра $F^{is}(T_\delta)$, является размер области, из которой δ -нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента спектра $F^s(T_\delta)$ приобретает вид $F^{is}(T_\delta) \propto T_\delta^{-0.6}$, а третья компонента, пропорциональная T_δ^{-2} , трансформируется в $T_\delta^{-2.6}$.

Важной из полученных особенностей является «обрезание» спектра при энергии около 1 ГэВ, соответствующей максимальному поперечному импульсу $p_\perp \approx 2$ ГэВ/с в глубоконеупругих мягких процессах. В измерениях обрезание пока не установлено, так как определение энергии сг-нейтронов в этой энергетической области представляет со-

бой достаточно сложную экспериментальную задачу. Спектры сг-нейтронов, полученные методом Монте-Карло, не демонстрируют резкого изменения формы при энергии выше 1 ГэВ (рис. 1). В то же время эффект предельной фрагментации ядра в глубоконеупругом адрон-ядерном взаимодействии, а также поведение сечения σ_{nN} (рис. 3) при $T_n \geq 1$ ГэВ (означающее доминирование образования пионов в πN -столкновениях с потерей энергии нейтрона как внутри ядра, так и вне его) указывают на существование обрезания спектра сг-нейтронов.

Имеющиеся сегодня расчеты спектра сг-нейтронов методом Монте-Карло не согласуются между собой и с измерениями. Предлагаемые аппроксимации результатов этих расчетов функцией $T_n^{-\alpha}$ при $\alpha = \text{const}$ [27] суммой экспонент $\exp(-aT_n)$ или комбинацией этих функций [12, 28, 29] не проясняют механизма формирования спектра сг-нейтронов. Расчеты Монте-Карло пока не обеспечивают моделирования процессов генерации нейтронов мюонами высоких энергий, адекватного реальным. Знание физических процессов, формирующих спектр сг-нейтронов, позволяет подобрать и откорректировать монтекарловские программы, необходимые для оптимизации экспериментов и расчета фоновых эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Phys. Rev. D **87**, 113013 (2013).
2. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, *Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами*, Атомиздат, Москва (1972).
3. А. Н. Калиновский, Н. В. Мохов, Ю. П. Никитин, *Прохождение частиц высоких энергий через вещество*, Энергоатомиздат, Москва (1985).
4. M. Annis, H. C. Wilkins, and J. D. Miller, Phys. Rev. **94**, 1038 (1954).
5. J. C. Barton, in: *Proc. of the XIX ICRC*, San Diego (1985), Vol. 8, p. 98.
6. F. F. Khalchukov et al., in: *Proc. of the XX ICRC*, Moscow (1987), Vol. 2, p. 266.
7. B. Armbruster et al., Phys. Rev. D **65**, 112001 (2002).
8. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадькин и др., Изв. РАН, серия Физ. **73**, 666 (2009).
9. A. Bonardi et al., in: *Proc. of the 31st ICRC*, Lodz (2009), ID=icrc05080 (<http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc05080.pdf>).

10. C. Zhang and D.-M. Mei, Phys. Rev. D **90**, 122003 (2014).
11. H. M. Araujo, V. A. Kudryavtsev, N. J. C. Spooner, and T. J. Sumner, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **545**, 398 (2005).
12. Cristiano Galbati and John F. Beacom, Phys. Rev. C **72**, 025807 (2005).
13. O. M. Horn, PhD thesis *Simulations of the muon-induced neutron background of the EDELWEISS-II experiment for Dark Matter search*, (2008), ISSN 0947-8620.
14. V. A. Kudryavtsev, L. Pandola, and V. Tomasello, Eur. Phys. J. A **36**, 171 (2008).
15. R. Persiani, PhD thesis *Measurement of the muon-induced neutron flux at LNGS with the LVD experiment*, Bologna University, Italy (2011).
16. L. Reichhart et al., Astroparticle Physics **47**, 67 (2013).
17. В. М. Бычков, В. Н. Манохин, А. Б. Пашенко, В. И. Пляскин, *Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами*, Справочник, Энергоиздат, Москва (1982).
18. С. Пауэл, П. Фаулер, Д. Перкинс, *Исследование элементарных частиц фотографическим методом*, Изд-во иностр. лит., Москва (1962).
19. Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, *Ядерная физика высоких энергий*, Атомиздат, Москва (1980).
20. W.-M. Yao et al., J. Phys. G: Nuclear and Particle Physics **33**, 1232 (2006).
21. Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, Ф. М. Сергеев, УФН **121**, 3 (1977).
22. G. Bruno, JINST **8** T05004 (2013).
23. В. И. Иванов, В. П. Машкович, *Сб. задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений*, Атомиздат, Москва (1973).
24. С. Хаякава, *Физика космических лучей*, ч. 1, Мир, Москва (1973).
25. Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, Р. М. Яковлев, ЯФ **18**, 109 (1973).
26. О. Г. Ряжская, Дисс... докт. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (1986).
27. Y.-F. Wang, L. Miller, and G. Gratta, Phys. Rev. D **62**, 013012 (2000).
28. Y.-F. Wang, V. Balic, G. Gratta, A. Fassó, S. Roessler, and A. Ferrari, Phys. Rev. D **64**, 013012 (2001).
29. D.-M. Mei and A. Hime, Phys. Rev. D **73**, 053004 (2006).