

УДК 539.125;539.126;524.1

ФОН БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА БАКСАНСКОМ ПОДЗЕМНОМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ ТЕЛЕСКОПЕ

© 2019 г. М. М. Кочкаров^{1, *}, М. М. Болиев¹, И. М. Дзапарова^{1, 2}, Ю. Ф. Новосельцев¹, Р. В. Новосельцева¹, В. Б. Петков^{1, 2}, А. Ф. Янин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: makhti.kochkarov@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.10.2018 г.

После доработки 20.02.2019 г.

Принята к публикации 26.04.2019 г.

Одним из основных направлений работы Баксанского подземного сцинтилляционного телескопа (БПСТ) является мониторинг нашей Галактики и ее окрестностей на наличие нейтринного сигнала от гравитационного коллапса звезд. Нейтроны, генерируемые мюонами космических лучей в окрестности детектора, составляют значительный фон при поиске нейтринных сигналов. В данной работе на основе нейтронно-активационного анализа был оценен вклад упругого рассеяния быстрых нейтронов на протонах в общий фон одиночных срабатываний счетчиков на внутренних плоскостях детектора. Численная величина потока быстрых нейтронов, полученное в данной работе, не противоречит результатам FLUKA-моделирования для глубины расположения детектора БПСТ. Методика проведенного исследования может быть использована для оценки нейтронного фона в аналогичных экспериментах по поиску редких событий.

DOI: 10.1134/S0367676519080222

ВВЕДЕНИЕ

Физические установки глубокого залегания, ориентированные на поиск редких событий (поиск нейтринного сигнала от коллапса звезд, двойного безнейтринного бета-распада, осцилляций нейтрино, распада протона, солнечных аксионов и т.д.), подвержены неустрашимому фону быстрых нейтронов и продуктов их взаимодействия. Поскольку фон космических лучей на больших глубинах существенно подавлен, основной нейтронный фон (нейтроны малых энергий, $E < 10$ МэВ) обеспечен взаимодействием с веществом продуктов распада урана и тория. Фон нейтронов малых энергий устраняется использованием слоев поглотителя и применением при сборке детектора материалов с низким содержанием радиоактивных элементов. Неустрашимый фон для эксперимента представляют нейтроны высоких энергий ($E > 10$ МэВ), рождаемые мюонами космических лучей. Измерение потока быстрых нейтронов от мюонов космических лучей под землей имеет решающее значение для понимания фона на крупных физических экспериментах по поиску редких событий. Нейтроны высоких энергий $E > 10$ МэВ способны имитировать сигналы редких событий

при взаимодействии с мишенью детектора. Применение специальной методики обработки данных позволило оценить поток быстрых нейтронов на БПСТ [1].

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп [2] – модульная физическая установка подземного расположения, предназначенная для решения широкого круга задач [3, 4] в области физики космических лучей и физики нейтрино. Модулями детектора являются 3186 стандартных сцинтилляционных счетчиков, заполненных 330 т жидкого органического сцинтиллятора на основе уайт-спирита. Принимая во внимание особенности расположения счетчиков детектора [2], можно считать, что поток нейтронов на внутренних плоскостях БПСТ близок к однородному. Поток нейтронов на внешних плоскостях неоднородный, что также обусловлено геометрией детектора [1].

Детектор БПСТ при решении задачи по поиску нейтринного всплеска от гравитационного коллапса сверхновой ориентирован на регистрацию преимущественно электронных антинейтрино, поскольку основной сигнал ожидается от реакции обратного бета-распада по приоритету наибольшего сечения. Экспериментально ней-

тринный сигнал от коллапса звезды будет представлять собой превышение естественного фона одиночных срабатываний счетчиков на внутренних плоскостях детектора. При этом данные счетчиков внешних плоскостей используются при реализации режима антисовпадений для защиты от мюонов космических лучей.

В данной работе рассмотрим вклад реакций упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядра мишени в фон одиночных срабатываний счетчиков внутренних плоскостей БПСТ.

1. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Используемый в работе метод оценки потока нейтронов от мюонов космических лучей основан на принципе одного из ядерно-физических методов изучения элементного состава неизвестных образцов материалов – нейтронно-активационного анализа (НАА) [5]. НАА используется для изучения материалов при облучении потоком нейтронов для преобразования стабильных элементов в радиоактивные. Поскольку каждый нуклид имеет собственную зависимость сечения реакции захвата нейтрона от энергии, то, облучая образец и измеряя активность, энергию излучений и периоды полураспада образовавшихся в результате ядерной реакции радионуклидов, можно идентифицировать химические элементы, содержащиеся в образце и их количественный анализ. Основываясь на описанном методе, был разработан способ изучения потока быстрых нейтронов в окрестности нашего детектора путем детектирования нестабильных изотопов, генерируемых нейтронами [6] в органическом сцинтилляторе счетчиков. Из Монте-Карло-моделирования и экспериментов с нейтронами [7] известно, что в углеродной мишени под действием нейтронов образуется ряд бета-радиоактивных изотопов. Распределение интервалов времен Δt между событиями рождения и последующего распада нестабильных изотопов принимает форму кривой распада. Распределение хорошо аппроксимируется соотношением:

$$N(\Delta t) = \sum_{i=1}^n N_i \times \exp\left(-\frac{\Delta t}{t_i}\right), \quad (1)$$

где Δt – интервал между событиями, $N(\Delta t)$ – количество событий с интервалом Δt , N_i – свободный параметр, b – фоновые события, t_i – период полураспада изотопа.

Фитирование распределения интервалов времен формулой (1) позволяет получить наработку бета-радиоактивных изотопов за время наблюде-

ния t . Знание количества (наработки) изотопов позволяет оценить поток нейтронов по формуле:

$$N_B = n \cdot f \cdot t \int_{E_{thr}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot j(E) dE, \quad (2)$$

где n – количество ядер мишени, f – эффективность регистрации, t – время наблюдения, σ – сечение реакции, $j(E)$ – дифференциальный поток нейтронов, B – вид изотопа.

Принимая во внимание энергетический порог БПСТ (8 МэВ) и результаты Монте-Карло моделирования [7] (розыгрыш воздействия потока нейтронов на углеводородную мишень), заключаем, что удобен для измерений изотоп ^{12}B , поскольку он имеет оптимальные значения основных характеристик: время жизни ($\tau_{B12} = 0.0291$ с), порог и сечение реакции образования, приемлемый для энергетического диапазона счетчиков БПСТ бета-спектр.

На БПСТ событие рождения и последующего распада изотопа ^{12}B представляет собой два последовательных одиночных сигнала от одного и того же счетчика, разделенных временным промежутком Δt . По распределению временных интервалов методом аппроксимации оценивается наработка ^{12}B по описанному выше алгоритму.

2. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для определения наработки изотопа ^{12}B в сцинтилляторе БПСТ были обработаны данные детектора с 2001 по 2018 гг. Предварительно отбирались одиночные сигналы – срабатывание только одного счетчика на всем детекторе. Из отобранных сигналов формировались пары с учетом следующих критериев:

- 1) пара сигналов принадлежит одному и тому же счетчику;
- 2) интервал времени Δt между сигналами не превышает $6 \cdot \tau_{B12}$ (~ 0.16 с).

На основе отобранных данных проводился статистический анализ с целью выявления счетчиков с индивидуальными особенностями работы, способных на ложное случайное срабатывание. Суть анализа состояла в следующем. Предположим, на счетчики падает равномерный поток нейтронов. В этом случае количество ядер ^{12}B , рождаемых нейтронами в счетчиках, будет распределено согласно закону Пуассона. Любое отклонение от этого распределения будет указывать на наличие имитированных счетчиками сигналов. В нашем случае критерием отбора является максимально возможное, за все время наблюдения, количество ядер ^{12}B в счетчике, согласующееся с распределением Пуассона. Поскольку условию однородности потока нейтронов удовлетворяют только

счетчики внутренних плоскостей БПСТ, то анализ проводился для них. Обнаружено, что при значениях критерия больше 3 наблюдается значительное отклонение от пуассоновского распределения. Критерий отбора счетчиков был установлен на уровне не более 3 событий от $^{12}\text{В}$ за все время наблюдения.

После отбора событий с применением описанных выше критериев, распределение временных интервалов между сигналами в паре Δt аппроксимировалось кривой (1). Из параметров фитирования определялось количество наработанного за время наблюдения изотопа $^{12}\text{В}$.

3. ФОН БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Количество $^{12}\text{В}$, образованного в мишени детектора нейтронами, связано с сечением реакции $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{В}$ соотношением (2), где интегрирование по энергии проводится от порога детектора до максимальной энергии нейтрона, рассматриваемой в контексте данного эксперимента. Из работы [8] известно, что поток нейтронов под землей на интервале энергий от 10 до 100 МэВ ведет себя как $j(E) = k/E$, где k – коэффициент пропорциональности. С учетом этого обстоятельства (2) принимает вид

$$N_B = nftk \int_{E_{thr}}^{E_{max}} \sigma(E)/EdE.$$

Тогда дифференциальный спектр нейтронов получит вид:

$$j(E) = \frac{N_B}{nft \int_{E_{thr}}^{E_{max}} \sigma(E)/EdE} \frac{1}{E}.$$

Величина $\int_{E_{thr}}^{E_{max}} \sigma(E)/EdE$ от порога реакции $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{В}$ (13.6 МэВ) до 10 ГэВ измерена коллаборацией n_TOF [9] экспериментально. При этом E_{thr} для БПСТ с учетом порога счетчиков и квенчинг-эффекта составляет 28.6 МэВ, что не позволяет нам использовать данные эксперимента n_TOF . Однако из работы [9] следует, что к экспериментальным данным n_TOF близки результаты комбинационной модели Binary/Bertini (до 30 МэВ Binary, после 30 МэВ-Bertini cascade). С учетом этой информации расчеты в данной работе проводились с использованием данных по сечению реакции согласно комбинационной модели взаимодействия.

Для получения эффективности f регистрации двойного события было проведено Монте-Карло-моделирование процессов образования и распада изотопа $^{12}\text{В}$ в отдельном счетчике. Полученная в данной работе оценка потока быстрых ней-

тронов $\Phi_n = (2.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ совпадает с результатами предыдущей работы [1].

В работе [10] представлено теоретическое предсказание потока нейтронов Φ_{pred} для различных глубин на основе FLUKA-моделирования. Для глубины БПСТ при пороге счетчика для нейтронов 28.6 МэВ эта величина составляет $\Phi_{pred} = 15 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При сравнении с результатами данной работы $\Phi_n = (2.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ заметно небольшое отклонение, которое объясняется поглощением нейтронов внешними слоями счетчиков и остовом детектора.

При взаимодействии быстрых нейтронов с мишенью детектора наибольший вклад дают реакции упругого рассеяния. Зная величину потока Φ_n , сечение упругого взаимодействия нейтронов с протонами σ_{np} [11], можно оценить вклад упругого рассеяния нейтронов на протонах сцинтиллятора в общий фон одиночных срабатываний счетчиков на внутренних плоскостях БПСТ. Известно, что число столкновений в единицу времени пропорционально общему числу ядер мишени, потоку налетающих частиц и сечению взаимодействия. Используя степенную зависимость спектра нейтронов $j(E) = k/E$ [6] и учитывая слабую зависимость сечения σ_{np} от угла рассеяния [11] для энергий выше 10 МэВ, спектр протонов отдачи может быть записан в виде:

$$\frac{dN_p}{dE_p dt} = M\eta k \int_E \sigma_{np}(E_n)/E_n^2 dE_n,$$

где M – полное число протонов мишени, η – эффективность регистрации протона отдачи. Подставляя все величины и интегрируя от порога счетчика БПСТ $E_{thr} = 28.6$ МэВ до $E_{max} = 100$ МэВ, получим $N_p \approx 0.0012 \text{ с}^{-1}$ событий. Темп счета внутренних плоскостей БПСТ по одиночным событиям 0.02 с^{-1} [12], таким образом, вклад упругого рассеяния быстрых нейтронов на протонах мишени в общий фон для задачи по поиску нейтринного сигнала от коллапса сверхновой составляет ~6%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе экспериментальных данных БПСТ проведена оценка вклада упругих столкновений быстрых нейтронов с протонами мишени в фон одиночных срабатываний счетчиков на внутренних плоскостях детектора. Представлена адаптированная для данной задачи методика оценки потока нейтронов на основе нейтронно-активационного анализа.

Работа выполнена на уникальной научной установке БПСТ (Центр коллективного пользования Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН) при поддержке Программы фунда-

ментальных научных исследований Президиума РАН “Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Болиев М.М., Волченко В.И., Волченко Г.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 547; *Boliev M.M., Volchenko V.I., Volchenko V.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 4. P. 509.
2. *Alexeyev E.N., Alexeyenko V.V., Andreyev Yu.M. et al.* // Proc. 16th ICRC. (Kyoto, 1979). V. 10. P. 276.
3. *Алексеев Е.Н., Алексеева Л.Н., Бакатанов В.Н.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 631.
4. *Новосельцева Р.В., Болиев М.М., Верешков Г.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. С. 448.
5. Neutron generators for analytical purposes. Vienna: Int. Atom. En. Agency, 2012.
6. *Kochkarov M.M., Alikhanov I.A., Boliev M.M. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2016. V. 47. P. 980.
7. *Žugec P. et al. (The n_TOF Collaboration)* // Nucl. Instr. Meth. 2014. V. 760. P. 57.
8. *Мальгин А.С., Рязжская О.Г.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1800.
9. *Žugec P., Colonna N., Bosnar D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 101.
10. *Mei D.-M., Hime A.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. Art. № 053004.
11. *Chiba S., Morioka, Fukahori T.* // Nucl. Sci. Technol. 1996. V. 33. P. 654.
12. *Novoseltseva R.V., Boliev M.M., Dzaparova I.M. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. № 4. P. 628.