

## К ВОПРОСУ О РЕГИСТРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ БОРНЫХ НЕЙТРИНО ЧЕРЕНКОВСКИМИ И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

О.Г.Ряжская

Институт ядерных исследований АН СССР  
117312, Москва

Поступила в редакцию 30 ноября 1990 г.

Рассматривается применение черенковских и сцинтилляционных детекторов для регистрации солнечных нейтрино. Показано, что взаимодействия с ядрами детекторов каскадных нейтронов, генерируемых в ядерных ливнях, вызванных мюонами, создают сильный фон. Предложены методы его подавления. Делается вывод, что замена воды в черенковских счетчиках на углеродсодержащее вещество позволит регистрировать солнечные нейтрино с уровнем фона на 1-2 порядка меньшим, чем в настоящее время.

Загадка солнечных нейтрино родилась после проведения Р.Дэвисом хлор-аргонного эксперимента <sup>1</sup>. Для ее решения наряду с радиохимическими экспериментами такими как SAGE <sup>2</sup> и Gallex <sup>3</sup> в настоящее время осуществляются и планируются эксперименты, основанные на электронных методах детектирования нейтрино.

В качестве приборов, регистрирующих солнечные нейтрино, применяются черенковские и сцинтилляционные детекторы <sup>4-7</sup>. С их помощью можно измерить потоки нейтрино, генерируемых в реакции  ${}^8\text{B}(e^+, \nu){}^8\text{Be}^*$ . Эти нейтрино имеют энергетический спектр, простирающийся вплоть до 14 МэВ с максимумом в районе 7 МэВ. В водяных черенковских счетчиках используется реакция  $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$ -рассеяния, в детекторах на тяжелой воде - реакция  $\nu + d \rightarrow p + p + e^-$  <sup>5</sup>. В сцинтилляционных счетчиках нейтрино может регистрироваться как благодаря  $\nu e^-$ -рассеянию, так и благодаря реакциям  ${}^{19}\text{F} + \nu \rightarrow {}^{19}\text{Ne} + e^-$  и  ${}^{11}\text{B} + \nu \rightarrow {}^{11}\text{C} + e^-$  для фтор и борсодержащих сцинтилляторов <sup>6,7</sup>. Измеряется энерговыделение во внутреннем объеме детектора, превышающее порог регистрации. Порог выбирается таким, чтобы можно было выделить сигнал из фона.

Решение проблемы детектирования солнечных нейтрино - это решение проблемы фона. Существуют два основных источника фона: 1) естественная радиоактивность, содержащаяся в самом детекторе, конструкционных материалах и окружающей породе; 2) мюоны космических лучей и генерируемые ими частицы.

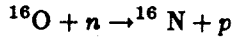
В настоящей статье хотелось бы обратить внимание на один из серьезных источников фона, не учитываемый до сих пор. Речь идет о взаимодействии с ядрами детектора быстрых нейтронов ( $E_n \sim 10-150$  МэВ), генерируемых в ядерных ливнях, создаваемых мюонами космических лучей в самом счетчике, в грунте или в защите установок.

Быстрый изолированный нейтрон, далеко отошедший от ствола ливня, попадая в основной объем детектора, вызывает следующие реакции, которые являются фоновыми.

I. Упругое рассеяние на протоне, с образованием протона отдачи.

II. Неупругое рассеяние на ядрах, сопровождающееся излучением  $\gamma$ -квантов. Например, для ядра  ${}^{12}\text{C}$  наиболее вероятные энергии  $E_\gamma = 4,49$  МэВ, 4,95 МэВ; для  ${}^{16}\text{O}$  -  $E_\gamma = 6,13$  МэВ, 6,92 МэВ, 7,12 МэВ. Сечения реакций при  $E_n \sim 10$  МэВ составляют 200 мбарн <sup>8</sup>.

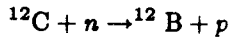
III. Неупругое взаимодействие с ядрами. Реакции этого типа наиболее опасны в том случае, если рождаются долгоживущие изотопы, распадающиеся с испусканием высокоэнергичных  $\beta$ -частиц или  $\gamma$ -квантов. Например,  $(n, p)$  реакции на  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ :



$$^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O} + e^- + \nu, \tau_{1/2} = 7,4\text{с}; E_e^{\text{max}} = 10,44 \text{ МэВ} (26\%);$$

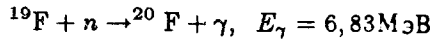
$$E_e^{\text{max}} = 4,3 \text{ МэВ}, E_\gamma = 6,13 \text{ МэВ} (68\%); \quad (1)$$

$$E_e^{\text{max}} = 3,3 \text{ МэВ}, E_\gamma = 7,1 \text{ МэВ} (6\%);$$



$$^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \nu, \tau_{1/2} = 0,03\text{с}, E_e^{\text{max}} = 13,37 \text{ МэВ} (98,3\%)^9. \quad (2)$$

Сечение реакции (1) имеет порог 10 МэВ и достигает максимума (85 мбарн) при 12 МэВ. При энергиях выше 20 МэВ  $\sigma_1(n, p) \sim 20$  мбарн. Реакция (2) идет при более высоких энергиях,  $E_{\text{пор}} \sim 15$  МэВ и сечение  $\sigma_2(n, p)$  во всей области энергии примерно в четыре раза меньше  $\sigma_1(n, p)$ <sup>8</sup>. Реакция (1) создает фон в черенковских детекторах, использующих обычную и тяжелую воду, реакция (2) в жидкостных органических сцинтилляционных счетчиках. Тепловые нейтроны, образующиеся после замедления быстрых, являются фоном в борных и фторных детекторах. Для фторсодержащих сцинтилляторов реакция захвата нейтрона полностью имитирует взаимодействие  $\nu_e^{19}\text{F}$ :



$$^{20}\text{F} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + e^- + \nu, \tau_{1/2} = 12\text{с}, E_e^{\text{max}} = 6,7 \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Реакции упругого и неупругого рассеяния нейтронов по времени совпадают с моментом развития ливней, и при условии хорошей системы антисовпадений могут быть исключены. При этом надо иметь в виду, что из-за жесткого спектра нейтронов в веществе ( $E_n \sim dE_n/E_n^{0,5-0,6}$  до  $E_n \sim 150$  МэВ<sup>10,11</sup>) защита должна рассчитываться для нейтронов с  $E_n \sim 100$  МэВ. Реакции неупругого рассеяния типа (1)-(2), а также захваты медленных нейтронов приводят к возникновению заряженных частиц через некоторое время после прохождения ливнем детектора или защиты. Поэтому подавление фона этого типа требует дополнительных усилий.

|   |                     |                     |                     |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|
| $H, \text{ г/см}^2$                         | 2700                | 3300                | 6000                |
| $I_n, \text{ м}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$ | 160                 | 45                  | 1,1                 |
| $N_n^t, \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$   | $4,9 \cdot 10^{-4}$ | $5,2 \cdot 10^{-4}$ | $6,5 \cdot 10^{-4}$ |

В работах<sup>10,12-15</sup> были измерены энергетический спектр и потоки нейтронов, связанных с ядерными и электромагнитными ливнями, а также исследована зависимость частоты генерации нейтронов от глубины грунта. Показано, что любые ядерные эффекты, связанные с мюонами (кроме мюонного за-

хвата), зависят от средней энергии мюона на глубине как  $(E_\mu(H))^{0,75}$ . В таблице, полученной на основании  $10^{-15}$ , представлены потоки изолированных нейтронов с  $E_n > 10$  МэВ, падающих на боковую поверхность детектора на различных глубинах (строка 1), и среднее число нейтронов, генерируемых одним мюоном, в  $1 \text{ г/см}^2$  детектора (строка 2)

В качестве примера оценим, каков фон от реакции (1) в детекторе Камиоканде II (К II). Количество каскадных нейтронов, образуемых в рабочем объеме К II за год ( $T = 3,15 \cdot 10^7$  с), равно:  $N_n(E_n > 10 \text{ МэВ}) = \bar{N}_n^i K I_\mu \bar{h} T = 189000$ , здесь  $\bar{h}$  и  $I_\mu$  - средний пробег в рабочем объеме и интенсивность мюонов, соответственно,  $\bar{h} = 600 \text{ г/см}^2$ ,  $I_\mu \sim 0,1 \text{ с}^{-1}$ , К учитывает долю каскадных нейтронов,  $K = 0,2$ .

Нейтроны с энергиями 20 - 150 МэВ, сталкиваясь с ядрами кислорода, испытывают либо упругое рассеяние либо неупругое взаимодействие. В последнем случае существует вероятность образования  $^{16}\text{N}$  в реакции  $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ . При упругом рассеянии нейтрон теряет малую долю своей энергии ( $< 10\%$  в среднем) и способен еще раз провзаимодействовать с  $^{16}\text{O}$  и т.д. После столкновения с водородом нейтрон с уменьшенной в среднем в два раза энергией может провзаимодействовать либо с Н либо с  $^{16}\text{O}$ . Учет многократных взаимодействий и энергетического спектра нейтронов приводит к тому, что в среднем 3-3,5%  $N_n(E_n > 10 \text{ МэВ})$  генерируют  $^{16}\text{N}$ . Принимая во внимание, что эффективность регистрации черенковским детектором К II энерговыделения от  $\beta$ -распада  $^{16}\text{N}$  равна 25-30% для  $E_{\text{пор}} = 7,5 \text{ МэВ}$  и 6-8% для  $E_{\text{пор}} = 9,3 \text{ МэВ}$ , получаем, что за год число отсчетов, обязанное этому процессу, равно:  $N_p(E_{\text{пор}} = 7,5 \text{ МэВ}) = 1500 - 2000$ ;  $N_p(E_{\text{пор}} = 9,3 \text{ МэВ}) = 350 - 450$ . Точность этих оценок 50%. Из  $^{16}$ , представляющей экспериментальные данные К II за  $\sim 3$  года работы, следует, что средний фон за год соответствует величинам:

$$N_{\text{эксп}}(E_{\text{пор}} = 7,5 \text{ МэВ}) \sim 1800; N_{\text{эксп}}(E_{\text{пор}} = 9,3 \text{ МэВ}) \sim 390.$$

Удивительное совпадение оценок и измеренных величин наводит на мысль, что в К II практически весь фон обязан именно рассматриваемому эффекту. Как показывают расчеты  $^{17}$ , более 60% нейтронов генерируются в ядерных ливнях с энергиями выше 10 ГэВ. Поэтому, если после энерговыделения в детекторе выше 10 ГэВ установить мертвое время 20 - 30 с, то можно уменьшить фон в 2,5 - 3 раза.

Освободиться же от ложных событий такого рода можно, заменив воду в черенковском детекторе, например, на жидкий парафин ( $C_n H_{2n+2}$ ). Взаимодействие нейтронов с  $^{12}\text{C}$  приводит к генерации короткоживущих изотопов (см. (2)) с сечением в 3-4 раза меньшим по сравнению с  $\sigma_1(n,p)$ . Введение мертвого времени 0,2 с сведет фон практически к 0. Жидкие парафины с  $n = 10 - 12$  дешевы, очищаются до прозрачности 30-40 м на длине волны 420 нм, имеют низкий уровень собственной радиоактивности.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую признательность Г.Т.Зацепину, В.Л.Дадыкину, В.А.Кудрявцеву, А.С.Мальгину, С.П.Михееву и В.Г.Рясному за полезные и стимулирующие обсуждения рассматриваемого вопроса.

### Литература

1. Davis R. et al. Proc. "Underground Physics 87", Baksan Valley, 1987, 6.
2. Barabanov I.R. et al. Proc. "Solar Neutrino and Astronomy", New York, 1985, 162.
3. Kirsten T. Proc. 12 ICNPA, Sendai, 1986, 317.
4. Suzuki A. Proc. 12 ICNPA, Sendai, 1986, 306.

5. Davidson W.F. et al. Proc. "Underground Physics 87", Baksan Valley, 1987, 15.
  6. Barabanov I.R. et al. Proc. 21 ICRC, Adelaide, 1990, 7, 248.
  7. Raghavan R.S. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 1801.
  8. Медведев Ю.А. и др. Ядернофизические константы взаимодействия нейтронов с элементами. Москва, "Энергоиздат", 1981.
  9. Фриш О.Р. Справочник по ядерной физике, Москва ГИФМЛ, 1963.
  10. Зацепин Г.Т., Рязская О.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, 29, 1946; Khalchukov F.F. et al. Proc. 20 ICRC, Moscow, 1987, 5, 266.
  11. Barton J.C. Proc. 19 ICRC, La Jolla, 1985, 8, 98.
  12. Мальгин А.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 308.
  13. Безруков Л.Б. и др. Ядерная физика, 1973, 17, 98.
  14. Еникеев Р.И. и др. Ядерная физика, 1987, 46, 1492.
  15. Aglietta M. et al. Nuovo Cim., 1989, 12 C, 467.
  16. Hirata K.S. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, in press.
  17. Рязская О.Г. Препринт ФИАН, N 18, Москва, 1966.
-