

УДК 524.1

ПОИСК НЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СВЕРХНОВЫХ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА LVD

© 2009 г. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадыкин, Е. А. Добрынина,
Р. И. Еникеев, В. В. Кузнецов, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, В. Г. Рясный, В. Ф. Якушев
(коллаборация LVD)¹

Учреждение Российской академии наук
Институт ядерных исследований РАН, Москва
E-mail: boyarkin@lvd.ras.ru

Основная задача детектора большого объема LVD расположенного в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия), – поиск нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звезд в нашей Галактике. В настоящее время разработан алгоритм определения нейтринных всплесков. Он основан на идентификации кластеров событий в фиксированных временных интервалах, особое внимание уделяется не только реакции обратного β -распада, имеющей характерную сигнатуру, но и реакции взаимодействия нейтрино с железом. Обработаны данные за 3.5 года работы установки. Кандидаты на нейтринные всплески не найдены.

1. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА

Детектор LVD [1] – сцинтилляционно-железный калориметр, собранный из 840 сцинтилляционных счетчиков объемом 1.5 м³, находящихся по восемь штук в стальных модулях-контейнерах. Эти модули размещены в трех башнях, каждая из которых имеет размеры 13.8 × 6.2 × 10.0 м. Рабочая масса сцинтиллятора равна массе железа и составляет 1000 т.

Основная задача телескопа – поиск нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звезд в нашей Галактике. Живое время работы детектора превышает 98%.

Сцинтиллятор может регистрировать нейтрино разных типов, благодаря реакции обратного β -распада



реакциям по нейтральным и заряженным токам на углероде ¹²C и рассеянию нейтрино на электроны. Реакция (1), обладающая наибольшим сечением, идентифицируется по двум наблюдаемым сигналам в счетчиках LVD: триггерным является сигнал от позитрона, за которым следует сигнал от захвата нейтрона $np \rightarrow d\gamma$ ($E_\gamma = 2.2$ МэВ, время захвата $\tau \approx 185$ мкс) [2]. Каждый счетчик имеет два энергетических порога: 5 и 0.6 МэВ, второй предназначен для регистрации нейтроноподобных импульсов. Темп счета выше 5 МэВ составляет ~ 0.02 Гц.

Наличие железа в детекторе делает его чувствительным к электронным нейтрино с энергией

>20 МэВ [3, 4]. Взаимодействие нейтрино с железом происходит по реакции



Возбуждение кобальта снимается испусканием одного или нескольких γ -квантов с общей энергией от 1.72 до 10.7 МэВ.

2. ПОИСК НЕЙТРИНО ОТ ГРАВИТАЦИОННЫХ КОЛЛАПСОВ

2.1. Отбор сигналов

Алгоритмом определения нейтринных всплесков является идентификация кластеров событий в фиксированных временных интервалах при выполнении следующих условий.

А. Энергетический диапазон. Энергия сигналов должна лежать в диапазоне $E_{cut} \leq E_{\text{сигнала}} \leq 150$ МэВ ($E_{cut} = 7$ и $E_{cut} = 10$ МэВ). Верхний порог исключает часть мюонов космических лучей, наиболее вероятное энерговыделение которых равно 190 МэВ.

В отличие от работы [5], в которой основное внимание уделялось поиску событий от реакции (1) и совпадение сигналов в двух или более счетчиках рассматривалось как мюонный кандидат, в данном анализе подобные совпадения включались в рассмотрение как возможная регистрация взаимодействия (2). В результате электрон и γ -кванты, возникающие при снятии возбуждения кобальта, могут вызвать одновременное (<250 нс) срабатывание вплоть до четырех счетчиков [4].

Б. 1. Не рассматриваются счетчики с темпом счета (при $E \geq 7$ МэВ) $R \geq 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (средний темп счета составляет $R = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1} \cdot \text{счетчик}^{-1}$).

¹ Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-02-16337, НШ 959.2008.2 и программы Президиума РАН “Нейтринная физика. Коллапс” 13-05-01.

2. Не анализируются данные со счетчиков, которые “слишком часто” участвуют в регистрации

кластеров событий, т.е. если $\sum_{k=m_i}^{\infty} P(k; m/N_c) \leq 1 \cdot 10^{-7}$,

где m – число событий в кластере, m_i – число срабатываний счетчика в кластере и N_c – число активных счетчиков. Такой эффект возникает при локальных электрических помехах (порядка одного раза в месяц).

Временное распределение оставшихся сигналов хорошо описывается распределением Пуассона.

2.2. Поиск кандидатов на нейтринные всплески

При поиске нейтринных всплесков каждый период наблюдения длительностью T сканируется “скользящим окном” с $\Delta t = 20$ с. Частота имитации события фоном, т.е. появления кластеров длительностью 20 с и множественностью $\geq m$, равна

$$F_{im}(m, f_{bk}, \Delta t) = N \sum_{k=m}^{\infty} P(k; f_{bk}\Delta t) \text{ событий} \cdot \text{сут}^{-1},$$

где f_{bk} – темп счета фоновых событий, $P(k; f_{bk}\Delta t)$ – пуассоновская вероятность получить кластер множественностью k за время Δt , если $f_{bk}\Delta t$ – среднее число фоновых импульсов, $N = 8640$ – число интервалов за сутки. Для известного темпа счета фоновых событий m_{min} соответствует выбранной F_{im} , которая принимается в качестве порога (рис. 1). Кластер будет рассматриваться как кандидат на нейтринный всплеск от Сверхновой, если его множественность $m > m_{min}$. Выбранное значение F_{im} составляет 10^{-2} в год в режиме, когда LVD работает без связи с другими детекторами, и равно одному событию в месяц при условии работы в проекте SNEWS [6].

После статистического отбора событий-кандидатов исследуются другие их характеристики: топологическое и энергетическое распределение импульсов, наличие низкоэнергичного импульса как признака взаимодействия антинейтрино с протоном.

Были обработаны данные, полученные на LVD за 3.5 года (с 27 мая 2005 г. по 2 января 2009 г.). Максимальная множественность зарегистрированного кластера составляет 9 при выбранном $m > 10$ (рис. 1), таким образом, события-кандидаты на нейтринные всплески от сверхновых не обнаружены.

3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К НЕЙТРИННЫМ ВСПЛЕСКАМ ОТ СВЕРХНОВЫХ

Минимальная множественность кластера, требуемая для выработки “предупреждающего сигнала” о вероятном нейтринном всплеске от Сверхновой, определяется как

Минимальная множественность кластера

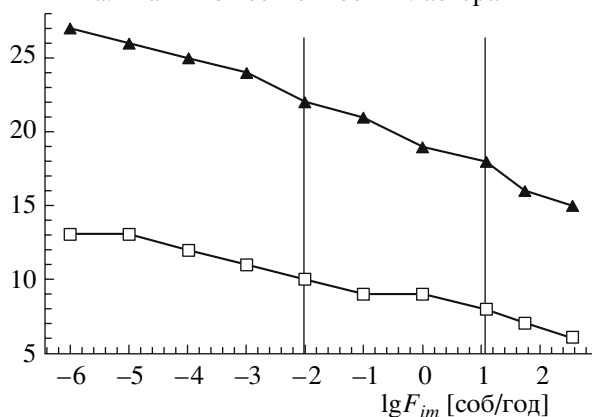


Рис. 1. Минимальная множественность кластера как функция F_{im} . Треугольники соответствуют $E_{cut} = 7$ МэВ и $f_{bk} = 0.2$ Гц, квадраты – $E_{cut} = 10$ МэВ и $f_{bk} = 0.03$ Гц. Две вертикальные линии представляют собой пороги по F_{im} : одно событие раз в 100 лет (одиночный детектор) и одно событие раз в 1 месяц (SNEWS), $\lg F_{im} = 1.08$.

где $m_{min} = f_{bk}\Delta t + \sum_j \sum_i M_{act}^j N_{nucl}^j \times \int_0^{20 \text{ с}} dt \int_{E_{thr}}^{100 \text{ МэВ}} \varepsilon^j(E_{\nu_i}) \Phi(E_{\nu_i}, t) \sigma^j(E_{\nu_i}) dE_{\nu_i}$,

где M_{act}^j – активная масса ядер типа j , N_{nucl}^j – число ядер мишени типа j в одной тонне установки, E_{thr} – порог регистрации, $\varepsilon^j(E_{\nu_i})$ – эффективность регистрации нейтрино типа i веществом j , $\sigma^j(E_{\nu_i})$ – сечение этой реакции, $\Phi(E_{\nu_i}, t)$ – дифференциальный поток нейтрино типа j . Суммирование ведется по всем возможным реакциям взаимодействия нейтрино с различными ядрами детектора (H, C, Fe) для всех типов нейтрино i , $f_{bk}\Delta t$ – фон.

Интеграл в правой части уравнения есть чувствительность детектора (S) к всплескам в единицах минимального нейтринного потока, умножен-

Таблица

E_{cut} , МэВ	M_{act} , Т	$F_{im} = 1 \text{ месяц}^{-1}$		$F_{im} = 10^{-2} \text{ год}^{-1}$	
		m_{min}	$S, 10^{-31}$	m_{min}	$S, 10^{-31}$
7	1000	18	1.6	22	2.1
	330	10	3.0	14	4.5
10	1000	8	0.83	10	1.1
	330	5	1.6	8	2.6

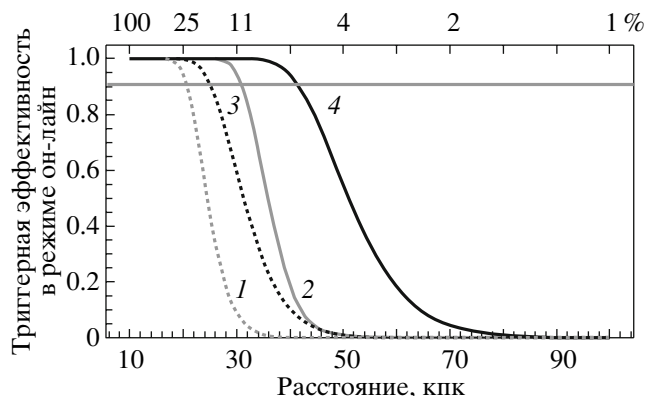


Рис. 2. Триггерная эффективность в режиме реального времени в зависимости от расстояния (нижняя шкала) и процента от светимости SN1987A, расположенной на расстоянии 10 кпк (верхняя шкала) для значений $E_{cut} = 7$ МэВ и $M_{act} = 330$ т и 1000 т (кривые 1 и 2 соответственно) и $E_{cut} = 10$ МэВ и $M_{act} = 330$ т и 1000 т (кривые 3 и 4 соответственно) при условии стандартного коллапса. Режим работы LVD – без связи с другими детекторами.

ного на эффективность регистрации и сечение взаимодействия, проинтегрированного по энергии и времени, и, если рассматривать только реакцию (1), может быть выражен как число нейтринных взаимодействий на одно ядро мишени:

$$S(E_{cut}) = \frac{m_{min} - f_{bk} \Delta t}{M_{act} N_p \varepsilon(E_{thr})},$$

где $N_p = 9.34 \cdot 10^{28}$ – число протонов в 1 т сцинтиллятора.

Значения S для модели стандартного коллапса приведены в таблице для двух энергетических порогов и значений частоты имитации.

При выборе модели излучения и распространения нейтрино и фиксации расстояния до Сверхно-

вой (10 кпк), можно вывести, варьируя полную энергию излучения, чувствительность LVD как функцию минимальной интенсивности нейтрино в источнике. Триггерная эффективность в режиме реального времени как функция нейтринной светимости звезды (в процентах от светимости Сверхновой SN1987A в модели стандартного коллапса) показана на рис. 2 (верхняя шкала).

Из рис. 2 видно, что даже без проверки (которая откладывается до анализа в режиме офф-лайн) временной структуры, энергетического спектра и нейтринного аромата, зарегистрированного в кластере, LVD способен в режиме реального времени идентифицировать нейтринные всплески от гравитационных звездных коллапсов во всей Галактике ($D < 20$ кпк) с эффективностью, превышающей 90%. Такая эффективность сохраняется, даже если активная масса детектора составляет только треть от полной (одна башня из трех) причем вероятность получения ложного импульса составляет менее одного события в 100 лет. Триггерная эффективность LVD в режиме реального времени может быть расширена до 50 кпк (Большое Магелланово облако) при пороге на видимую энергию, равном 10 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aglietta M. et al.* // Nuovo Cimento. A. 1992. V. 105. P. 1793.
2. *Chudakov A.E., Ryzhskaya O.G., Zatsepin G.T.* // Proc. 13th ICRC. Denver. 1973. V. 3. P. 2007.
3. *Имшенник В.С., Рязжская О.Г.* // Письма в “Астрон. журн.” 2004. Т. 30. С. 17.
4. *Бояркин В.В., Рязжская О.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 4. С. 589.
5. *Agafonova N.Yu. et al.* // Astrophys. Phys. 2008. V. 28. P. 516.
6. *Antonoli P. et al.* // New J. Phys. 2004. V. 6. P. 114 [http://snews.bnl.gov].