

ПОИСК НЕЙТРИННЫХ ВСПЫШЕК В ГАЛАКТИКЕ; 36 ЛЕТ ЭКСПОЗИЦИИ

Ю. Ф. Новосельцев ^{a*}, М. М. Болиев ^a, В. И. Волченко ^a,
Г. В. Волченко ^a, И. М. Дзапарова ^{a,b}, М. М. Кочкаров ^a,
Р. В. Новосельцева ^a, В. Б. Петков ^{a,b}, А. Ф. Янин ^a

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

^b *Институт астрономии Российской академии наук
119017, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 ноября 2016 г.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с середины 1980 г. Представляем современный статус эксперимента и результаты, связанные с исследованием фоновых событий и стабильностью работы установки. За период с 30.06.1980 по 31.12.2016 чистое время наблюдения составило 31.27 года. За это время не было зарегистрировано ни одного события кандидата на нейтринную вспышку от взрыва сверхновой с коллапсом ядра в Галактике. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов звезд в Галактике 0.074 год^{-1} на 90 % доверительном уровне.

DOI: 10.7868/S0044451017070082

1. ВВЕДЕНИЕ

Детектирование нейтрино от сверхновой SN1987A [1–4] явилось экспериментальным подтверждением крайне важной роли нейтрино в процессе взрыва массивных звезд (рождения сверхновых (СН)), как было предположено более 50 лет назад [5–7].

Благодаря большой проникающей способности нейтрино доставляют информацию о физических условиях в ядре звезды в момент гравитационного коллапса. Событие SN1987A позволило сравнить основные параметры существующей теории — полную излученную энергию, температуру нейтрино и длительность нейтринной вспышки — с экспериментально измеренными значениями [8, 9].

На сегодняшний день стандартной парадигмой механизма взрыва СН является сценарий задержанного взрыва или «нейтринный механизм», который впервые был предложен Вильсоном [10] и Бете [11]. В этом сценарии одним из ключевых параметров является энерговыделение, создаваемое потоком ней-

трино позади ударной волны. Это энерговыделение восстанавливает энергию ударной волны, которую волна потеряла при прохождении внешнего железного ядра, и в конечном счете приводит к взрыву СН.

В последние годы был достигнут большой прогресс в двумерном (2D) и трехмерном (3D) компьютерном моделировании взрыва СН. В 3D-моделировании были получены результаты, указывающие, что энергии ударной волны недостаточно, чтобы обеспечить «канонический» взрыв СН. Однако в недавней работе Melson и др. [12] было показано, что учет вклада странных кварков в рассеяние нейтрино на нуклонах уменьшает (примерно на 15%) нейтринную непрозрачность вещества в ядре звезды. Это приводит к усилению энерговыделения в области позади ударной волны и увеличению энергии ударной волны и обеспечивает канонический взрыв СН.

Этот результат подчеркивает, что более тщательный учет деталей нейтрино-нуклонных взаимодействий, в частности, вклада нейтральных токов в нейтрино-нуклонное рассеяние, является крайне важным для оценки жизнеспособности сценария задержанного взрыва.

* E-mail: novoseltsev@inr.ru

Поскольку свет (и вообще электромагнитное излучение) может быть частично или полностью поглощен пылью в галактической плоскости, наиболее подходящим инструментом для обнаружения сверхновых с коллапсом ядра являются большие нейтринные детекторы. В последние десятилетия поиск нейтринных всплесков вели несколько таких детекторов: Баксанский сцинтилляционный телескоп [13–15], суперКамиоканде [16], MACRO [17], LVD [18, 19], AMANDA [20], SNO [21]. В настоящее время новое поколение детекторов, которые способны более эффективно регистрировать нейтринную вспышку от СН, добавилось к установкам, перечисленным выше: IceCube [22], Borexino [23, 24], KamLAND [25] и некоторые другие.

Поиск нейтринных всплесков на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе ведется с середины 1980 г. За это время (более 35 лет) существенно обогатились наши представления и знания об устройстве и свойствах Вселенной в целом (становление инфляционных теорий, обнаружение осцилляций нейтрино, по-видимому, неоспоримые указания на существование темной материи и темной энергии) и о феномене СН, в частности. Реализация 3D-моделирования эволюции массивных звезд на конечной стадии их жизни (предсверхновых) привела к обнаружению существенных отклонений от сферической симметрии. В частности, было обнаружено явление самоподдерживающейся асимметрии излучения лептонного числа (LESA — lepton number self-sustained asymmetry) [26]. Это означает, что наблюдаемый поток нейтрино зависит от положения наблюдателя. Стало понятно также, что исходный поток нейтрино зависит от сценария осцилляций. Таким образом, задача восстановления исходного потока нейтрино от СН оказывается более сложной, чем представлялось в 1980-х гг.

В этой статье мы представляем современный статус эксперимента и результаты, связанные с исследованием фоновых событий и стабильностью работы установки. В разд. 2 дается краткое описание установки. Раздел 3 посвящен методу детектирования нейтринной вспышки и некоторым характеристикам фоновых событий.

2. УСТАНОВКА

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) расположен на Северном Кавказе (Россия) в подземной лаборатории на эффективной глубине $8.5 \cdot 10^4$ г/см² (850 м в. э.) [27, 28]. Установка

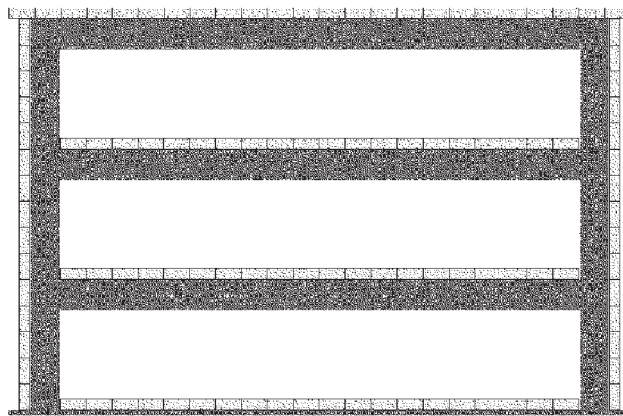


Рис. 1. Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, вид сбоку

имеет размеры $17 \times 17 \times 11$ м³ и состоит из четырех горизонтальных сцинтилляционных плоскостей и четырех вертикальных (рис. 1).

Верхняя горизонтальная плоскость имеет площадь 290 м² и состоит из 576 (24×24) автономных сцинтилляционных счетчиков, три нижние плоскости площадью по 200 м² содержат 400 (20×20) счетчиков каждая. Расстояние между соседними горизонтальными сцинтилляционными слоями 3.6 м. Вертикальные плоскости имеют 15×24 и 15×22 счетчиков. Горизонтальные сцинтилляционные плоскости расположены на перекрытиях, которые состоят из железного поддона толщиной 8 мм, стальных балок (общая толщина железа 2.5 см или 20 г/см²) и засышки из низкофоновой породы (дунита) толщиной 78 см (сверху бетонная стяжка). Общая толщина одного слоя телескопа (слой сцинтиллятора плюс перекрытие) 165 г/см². Вертикальные стены здания БПСТ также состоят из дунита с железной арматурой. Усредненные по объему одного слоя установки заряд и атомный вес ядер атомов вещества БПСТ равны $\bar{Z} = 12.8$, $\bar{A} = 26.5$. Радиационная единица длины для вещества телескопа $t_0 = 23.5$ г/см².

Стандартный автономный счетчик представляет собой алюминиевый контейнер размером $0.7 \times 0.7 \times 0.3$ м³, заполненный жидким органическим сцинтиллятором на основе уайт-спирита C_nH_{2n+2} ($n \approx 9$) с добавкой 1 г/л РРО и 0.03 г/л РОРОР. РРО, служащий сцинтиллятором, имеет максимум спектра люминесценции на длине волны 394 нм. РОРОР сдвигает максимум спектра в область наибольшей чувствительности ФЭУ, которая находится в интервале длин волн 400–450 нм. Время высвечивания составляет приблизительно 6 нс [29]. Радиационная

единица длины для сцинтиллятора равна 47 г/см^2 . Объем сцинтиллятора просматривается одним фотомножителем ФЭУ-49 с диаметром фотокаатода 15 см через иллюминатор из оргстекла толщиной 10 см (толстый иллюминатор служит для уменьшения неоднородности светосбора). Наиболее вероятное энерговыделение в счетчике от мюонов равно 50 МэВ . Контроль за стабильностью коэффициента усиления ФЭУ осуществляется по анодному току. Угловое разрешение установки 2° , временное разрешение — 5 нс .

С каждого счетчика снимается четыре сигнала. Сигнал с анода ФЭУ используется для измерения времени срабатывания плоскости и измерения энерговыделения до 2.5 ГэВ . Анодные сигналы счетчиков каждой плоскости последовательно суммируются в три этапа: $\Sigma 25$, $\Sigma 100$ и $\Sigma 400$, что позволяет использовать, кроме сигналов от всей плоскости, также сигналы от ее частей. Для настройки и контроля коэффициентов усиления ФЭУ используется токовый выход (сигнал с анода ФЭУ через интегрирующую цепочку). Сигнал с 12-го динода поступает на вход дискриминатора-формирователя (так называемый импульсный канал) с порогом срабатывания 8 МэВ и 10 МэВ соответственно для горизонтальных и вертикальных плоскостей (до 1986 г. этот порог был равен 12.5 МэВ). Сигнал с пятого динода ФЭУ поступает на вход логарифмического преобразователя, где он преобразуется в импульс, длина которого пропорциональна логарифму амплитуды сигнала [30]. Логарифмический канал позволяет измерять энерговыделение в индивидуальном счетчике в диапазоне $0.5\text{--}600 \text{ ГэВ}$.

Триггером для запуска системы регистрации является срабатывание импульсного канала любого счетчика БПСТ. Темп счета такого триггера 17 с^{-1} . При появлении триггера вся информация о данном событии поступает в онлайн-ЭВМ, в которой происходит предварительная обработка событий. Контроль за работой индивидуальных счетчиков и системы сбора информации осуществляется с помощью многочисленных (около 30) мониторинговых программ, которые обеспечивают высокую надежность информации, получаемой с установки. Для синхронизации с мировым временем используется сигнал GPS, точность синхронизации 0.2 мс .

БПСТ является многоцелевым детектором, предназначенным для широкого диапазона исследований в области физики космических лучей и элементарных частиц. Физические эксперименты были начаты в 1978 г. С тех пор параметры сцинтилляционных счетчиков и система сбора

информации непрерывно улучшались. Одной из текущих задач является поиск нейтринных вспышек. По программе поиска нейтринных вспышек установка работает почти непрерывно с середины 1980 г. Полное время наблюдения за Галактикой составляет 90% календарного времени.

3. МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРИННОЙ ВСПЫШКИ

БПСТ состоит из 3184 стандартных сцинтилляционных счетчиков. Полная масса сцинтиллятора составляет 330 т , масса, заключенная в трех нижних горизонтальных слоях (1200 счетчиков) — 130 т . Большинство событий, которые БПСТ будет регистрировать от взрыва СН, представляют собой реакции обратного бета-распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (1)$$

Если средняя энергия антинейтрино $E_{\nu_e} = 12\text{--}15 \text{ МэВ}$ [31–33], то пробег e^+ (рожденного в реакции (1)) будет заключен, как правило, в объеме одного счетчика. В таком случае сигнал от СН будет проявляться как серия событий, когда на установке срабатывает только один счетчик (один и только один счетчик из 3184; ниже мы будем называть такие события «одиночные» события). Таким образом, поиск нейтринной вспышки заключается в регистрации кластера (группы) одиночных событий в течение временного интервала $\tau = 20 \text{ с}$ (согласно современным моделям длительность нейтринной вспышки от СН не превышает 20 с).

Ожидаемое число событий от реакций (1) в течение времени Δt от начала коллапса ядра можно представить как

$$N_{ev}^H = N_H \int_0^{\Delta t} dt \int_0^\infty dE F(E, t) \sigma(E) \eta(E), \quad (2)$$

где N_H — число свободных протонов в мишени, F — поток электронных антинейтрино, $\sigma(E)$ — сечение реакции (1), $\eta(E)$ — эффективность детектирования, а индекс «Н» в левой части указывает, что мишенью является водород сцинтиллятора.

Для СН на расстоянии 10 кпс , полной энергии, излученной в нейтрино, $3 \cdot 10^{53} \text{ эрг}$ и массы мишени 130 т (три нижние горизонтальные плоскости, см. рис. 1) получим (мы предположили, что температура антинейтрино $k_B T = 3.5 \text{ МэВ}$)

$$N_{ev}^H \approx 35. \quad (3)$$

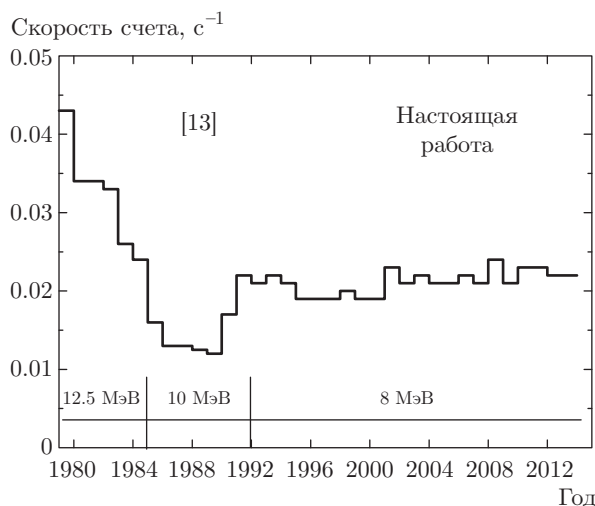


Рис. 2. Средняя скорость счета одиночных событий в трех внутренних плоскостях БПСТ (1200 счетчиков)

Осцилляции нейтрино, конечно, повлияют на этот результат. В последние годы, однако, стало понятно, что ожидаемый нейтринный сигнал сильно зависит от сценария осцилляций (см., например, [26, 34–36]). В отсутствие надежных количественных предсказаний трудно оценить влияние осцилляций на потоки ν_e и $\bar{\nu}_e$, достигающие Земли. Поэтому в настоящей работе мы не обсуждаем эффекты нейтринных осцилляций.

Фоновыми событиями для задачи поиска нейтринных вспышек являются

- 1) радиоактивность,
- 2) мюоны космических лучей, если траектория мюона такова, что срабатывает только один счетчик из 3184,
- 3) ложные срабатывания счетчиков (т.е. неисправные счетчики).

Неисправные счетчики быстро (в период от нескольких минут до суток) выявляются и исключаются из анализируемой информации. Поскольку число одновременно неисправных счетчиков мало (не более 5 из 1200) и они оперативно ремонтируются, изменением массы мишени можно пренебречь. Поэтому приводимые ниже характеристики фоновых событий определяются вариантами 1) и 2).

Полная скорость счета от фоновых событий равна $f = 0.02 \text{ с}^{-1}$ для трех внутренних плоскостей (три нижних горизонтальных слоя) и приблизительно 1.5 с^{-1} для внешних слоев. Поэтому в качестве мишени используются три нижних горизонтальных слоя счетчиков.

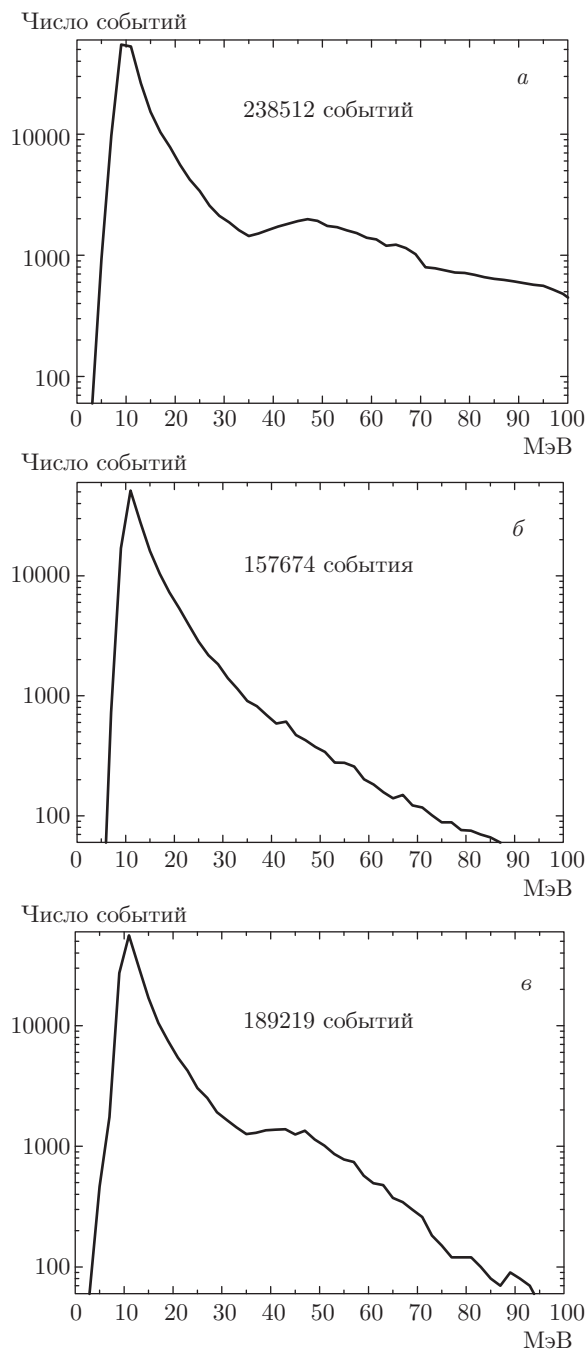


Рис. 3. Энергетические спектры одиночных событий для плоскостей 6 (а), 7 (б), 8 (в). Время экспозиции — 322 суток. Ширина бина по энергии 2 МэВ. На каждом графике указано полное число событий в спектре

На рис. 2 показано, как менялся порог срабатывания счетчиков со временем, и представлены соответствующие скорости счета одиночных событий для трех внутренних плоскостей.

На рис. 3 представлены энергетические спектры одиночных событий (т.е. это спектры фоновых событий) для трех нижних горизонтальных сцинтил-

ляционных плоскостей — они имеют номера 6, 7 и 8 (нумерация снизу вверх). Эти спектры были получены в 2014 г., время экспозиции — 322 суток. Спектры измерены с помощью линейных амплитудных каналов плоскостей, которые имеют порог 6 МэВ и точность измерения (энергетическое разрешение) 60 кэВ.

На шестой и восьмой плоскостях виден «мюонный пик» в области 40–50 МэВ, на седьмой плоскости этот пик подавлен вследствие лучшей защиты от атмосферных мюонов.

Пик в области 10–15 МэВ связан с распадом космогенных изотопов (^{12}B , ^{12}N , ^8B , ^8Li и др.), которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтиллятора и ядрами атомов окружающего вещества. На самом деле мы наблюдаем суммарную распадную кривую от всех космогенных изотопов, которая слева обрезана порогом срабатывания счетчиков БПСТ (8 МэВ) — поэтому в измеряемом спектре получается пик при малых энерговыделениях.

Скорость образования нестабильных изотопов мы оценили на основе результатов работы [37]. Согласно этой оценке за время экспозиции (322 суток) космогенные изотопы создают примерно 50000 одиночных событий на каждой сцинтилляционной плоскости. Энерговыделение от распадов всех изотопов меньше 20 МэВ. Остальные одиночные события создаются теми мюонами, которые проходят внешние плоскости БПСТ без регистрации (через щель между счетчиками (≈ 1 см) или, задевая счетчики так, что энерговыделение в них меньше порога — 8 МэВ) и приводят к срабатыванию только одного счетчика на одной из внутренних плоскостей.

Оценить число таких событий можно следующим образом. Через горизонтальную плоскость проходит 10 мюонов в секунду. За время набора спектров на рис. 3 число мюонов составит $N_\mu = 10 \times 86400 \cdot 322 \approx 280 \cdot 10^6$. Доля мюонов, проходящих внешние плоскости без регистрации (в щель между счетчиками или, задевая счетчики, но так что энерговыделение в них ниже порога), $d \approx 5 \cdot 10^{-4}$ (она несколько различается для разных горизонталей, так как геометрия «защиты» разная). Это приводит приблизительно к 140000 одиночных событий на каждой плоскости. Таким образом, за 322 суток на каждой плоскости ожидается приблизительно $(14 + 5) \cdot 10^4 = 190000$ одиночных событий. То, что на седьмой плоскости число событий несколько ниже, а на шестой несколько выше, указывает на то, что величина d_7 несколько меньше, чем $d \approx 5 \cdot 10^{-4}$, а величина d_6 несколько больше.

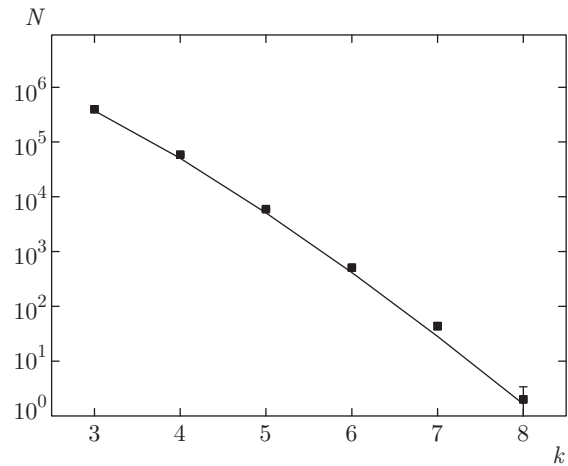


Рис. 4. Число кластеров, содержащих k одиночных событий в интервале $\tau = 20$ с. Квадраты — экспериментальные данные, кривая — ожидаемое распределение согласно выражению (4)

Фоновые события могут имитировать ожидаемый сигнал (k одиночных событий внутри скользящего временного интервала τ) со скоростью

$$p(k) = f \exp(-f\tau) \frac{(f\tau)^{k-1}}{(k-1)!}. \quad (4)$$

На рис. 4 представлены результаты обработки экспериментальных данных (одиночные события за период 2001–2014 гг., $T_{actual} = 11.98$ лет) в сравнении с ожидаемым распределением (4), вычисленным при $f = 0.02 \text{ с}^{-1}$. Отметим, что на рис. 4 нет никакой нормировки.

Из выражения (4) следует, что фоновые события создают кластер из восьми одиночных событий со скоростью 0.138 год^{-1} . За $T_{actual} = 11.98$ лет ожидается 1.65 события, что мы и наблюдаем в эксперименте (2 события). Скорость «образования» кластеров из девяти фоновых событий равна $6.9 \cdot 10^{-3}$ в год, поэтому кластеры с $k \geq 9$ следует рассматривать как события, которые не могут быть созданы фоном и, следовательно, являются кандидатами на регистрацию нейтринной вспышки. Отметим, что за все время наблюдения на БПСТ кластеров с $k \geq 9$ обнаружено не было.

Поясним, что при выбранном нами способе обработки экспериментальных данных скользящий 20-секундный временной интервал движется дискретными шагами от одного одиночного события к следующему, так что в кластере всегда присутствует хотя бы одно событие (в начале интервала). Это приводит к появлению коэффициента f в формуле (4). Если при переходе начала интервала к следу-

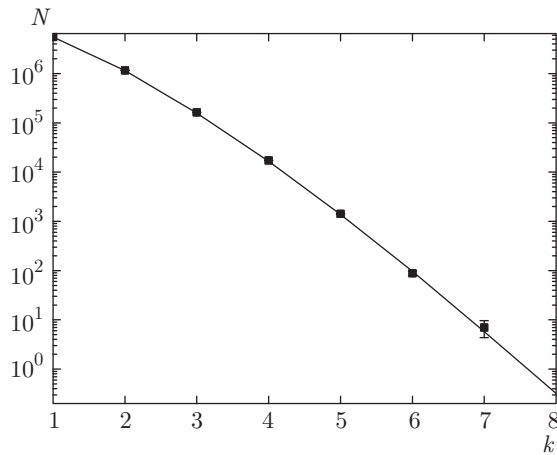


Рис. 5. Число кластеров, содержащих k одиночных событий в интервале $\tau = 20$ с для второго варианта обработки. Квадраты — экспериментальные данные, кривая — распределение Пуассона

ющему событию в 20-секундное окно попадает новое одиночное событие, то число кластеров с данной множественностью увеличивается на единицу. Если же при переходе к следующему событию новое событие не добавляется и вновь сформированный кластер имеет множественность на единицу меньше, чем предыдущий, то такой кластер считается «осколком» предыдущего и в распределении не учитывается.

Такой вариант обработки гарантирует от потери кластера большей множественности (из-за попадания части событий в соседний кластер), но при этом некоторые кластеры перекрываются во времени, что приводит к некоторому отклонению от распределения Пуассона.

На рис. 5 представлены результаты другого варианта обработки того же ансамбля данных (2001–2014 гг.), при котором кластеры событий не перекрываются. В этом варианте начало каждого временного интервала совпадает с концом предыдущего, начало первого интервала выбирается произвольно. В этом случае распределение кластеров по числу событий строго пуассоновское, однако становится возможной потеря кластера с большей множественностью из-за попадания части событий в соседний кластер. Как видно на рис. 5, при такой обработке исчезли два кластера с числом событий $k = 8$.

3.1. Реакции на ядрах углерода

Существуют модели, которые предсказывают, что средняя энергия нейтрино от СН может быть $\bar{E}_{\nu_e} = 30\text{--}40$ МэВ [38, 39]. В этом случае становятся

эффективными реакции на углероде сцинтиллятора и БПСТ будет регистрировать не только электронные антинейтрино с помощью реакций (1), но и другие типы нейтрино:

$$\nu_i + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu_i, \quad E_{th} = 15.1 \text{ МэВ},$$

$$i = e, \mu, \tau, \quad (5)$$

$${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma, \quad E_\gamma = 15.1 \text{ МэВ}$$

и

$$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N} + e^-, \quad E_{th} = 17.34 \text{ МэВ},$$

$${}^{12}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e, \quad \tau({}^{12}\text{N}) = 15.9 \text{ мс},$$

τ — время жизни ядра ${}^{12}\text{N}$.

Реакции (5) позволяют измерить полный поток нейтрино (всех ароматов) с энергией $E_\nu > 15.1$ МэВ.

Если средняя энергия нейтрино $\bar{E}_\nu = 30$ МэВ, ожидаемое число событий от реакций (5) и (6) может быть оценено с помощью соотношений

$$N_{ev2}^C = 16\eta_2(E_\gamma = 15 \text{ МэВ}), \quad (7)$$

$$N_{ev3}^C = 30\eta_3(E_\nu = 30 \text{ МэВ}). \quad (8)$$

Радиационная длина для нашего сцинтиллятора равна 47 г/см^2 , поэтому $\eta_2 \approx 0.2\text{--}0.3$. В реакции (6) БПСТ может детектировать как e^- с энергией $E_\nu - 17$ МэВ, так и e^+ , если энерговыделение от этих частиц превышает 8 МэВ. В этом случае реакция (6) будет иметь отличительную сигнатуру: два одиночных сигнала в интервале 1–50 мс в одном и том же или рядом стоящих счетчиках (мертвое время БПСТ около 1 мс).

В реакции (6) сумма энергий $E_{e^+} + E_\nu$ равна 17.3 МэВ, поэтому $\eta_3 \approx 0.5\text{--}0.7$.

Отметим также, что если $\bar{E}_{\nu_e} = 30\text{--}40$ МэВ, то заметный процент нейтринных событий будет вызывать срабатывание двух смежных счетчиков.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с 30 июня 1980 г. В качестве мишени используются три нижних горизонтальных сцинтилляционных слоя установки (1200 счетчиков, масса мишени 130 т), которые имеют достаточно низкий темп счета фоновых событий: $f = 0.02 \text{ с}^{-1}$. Фоновые события связаны 1) с распадами космогенных изотопов, которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтиллятора и

ядрами атомов окружающего вещества, и 2) с атмосферными мюонами, которые проходят внешние плоскости установки без регистрации.

Метод детектирования нейтринной вспышки основан на поиске 20-секундного кластера одиночных событий с множественностью $k \geq k_{th} = 9$. Скорость «образования» кластеров из девяти фоновых событий равна $6.9 \cdot 10^{-3}$ в год (см. формулу (4)), поэтому кластеры с $k \geq k_{th}$ следует рассматривать как события, которые не могут быть созданы фоном и, следовательно, являются кандидатами на регистрацию нейтринной вспышки.

Из выражения (3) следует, что для поиска нейтринной вспышки от СН «радиус чувствительности» БПСТ составляет приблизительно 20 кпс. Эта область включает около 95 % звезд нашей Галактики. Для более далеких СН число одиночных событий в кластере, по-видимому, будет меньше девяти (если основываться на результате (3)), в этом случае необходимо исследовать корреляции с другими установками.

За период с 30 июня 1980 г. по 31 декабря 2016 г. чистое время наблюдения составило 31.27 год. Это наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке. За это время ни одного события кандидата на коллапс звездного ядра (т.е. кластера с $k \geq 9$) зарегистрировано не было. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов в Галактике

$$f_{col} < 0.074 \text{ y}^{-1} \quad (9)$$

на 90 % доверительном уровне. Недавние оценки частоты появления галактических сверхновых с коллапсом ядра дают величину приблизительно 2–5 событий в столетие (см., например, [40]).

Развитые в последние годы двумерные [41–43] и трехмерные [44–47] моделирования эволюции исходной звезды обнаружило значительные отклонения от сферической симметрии, т.е. взрыв СН является существенно многомерным процессом. В частности, в работах [26, 48] обнаружено явление самоподдерживающейся асимметрии излучения лептонного числа; это означает, что наблюдаемый поток нейтрино зависит от положения наблюдателя. Зависимость потоков ν_e и $\bar{\nu}_e$, прибывающих к Земле, от сценария осциллирующий также осложнит интерпретацию экспериментальных данных по регистрации нейтринной вспышки от взрыва СН.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
2. R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton et al. (IMB Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
3. Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. И. Волченко, И. В. Кривошейка, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 461 (1987) [E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva et al., *JETP Lett.* **45**, 589 (1987)].
4. M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna et al., *Europhys. Lett.* **3**, 1315 (1987).
5. G. Gamow and M. Shoenberg, *Phys. Rev.* **58**, 1117 (1940).
6. Я. Б. Зельдович, О. Х. Гусейнов, *ДАН СССР* **162**, 791 (1965).
7. S. A. Colgate and R. H. White, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966).
8. T. J. Loredo and D. Q. Lamb, *Phys. Rev. D* **65**, 063002 (2002).
9. G. Pagliaroli, F. Vissani, M. L. Costantini, and A. Ianni, *Astropart. Phys.* **31**, 163 (2009).
10. J. R. Wilson, in *Numerical Astrophysics, Proc. Symposium in Honour of J. R. Wilson*, Univ. of Illinois Urbana Champaign, October, 1982, ed. by J. M. Centrella, J. M. Le Blanc, and R. L. Bowers, Jones and Bartlett Publ., Boston (1985) p. 422.
11. H. A. Bethe and J. R. Wilson, *Astrophys. J.* **295**, 14 (1985).
12. T. Melson, H.-T. Janka, R. Bollig et al., arXiv:1504.07631.
13. Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева и др., *ЖЭТФ* **104**, 2897 (1993).
14. R. V. Novoseltseva, M. M. Boliev et al., Proc. 31th ICRC, Lodz (2009).
15. R. V. Novoseltseva et al. (BUST Collaboration), *Phys. Part. Nucl.* **47**, 968 (2016).
16. M. Ikeda, A. Takeda, Y. Fukuda et al., *Astrophys. J.* **669**, 519 (2007).
17. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **37**, 265 (2004).
18. M. Aglietta et al. (LVD Collaboration), *Nuovo Cim. A* **105**, 1793 (1992).
19. N. Yu. Agafonova, M. Aglietta, P. Antonioli et al., *Astropart. Phys.* **27**, 254 (2007).

20. J. Ahrens et al. (AMANDA Collaboration), *Astropart. Phys.* **16**, 345 (2002).
21. B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., *Astrophys. J.* **728**, 83 (2011).
22. T. Lund, A. Marek, C. Lunardini et al., *Phys. Rev. D* **82**, 063007 (2010).
23. G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Lett. B* **658**, 101 (2007).
24. G. Bellini, *Talk at TAUP 2011 Conference*, Munich (2011).
25. K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003).
26. I. Tamborra, G. Raffelt, F. Hanke et al., *Phys. Rev. D* **90**, 045032 (2014); arXiv:1406.0006.
27. E. N. Alekseev, V. V. Alekseenko, Yu. M. Andreyev et al., *Proc. 16 ICRC*, Kyoto, **10**, 276 (1979).
28. E. N. Alekseev et al. (BUST Collaboration), *Phys. Part. Nucl.* **29**, 254 (1998).
29. В. Н. Бакаганов, В. Л. Дадыкин, *Материалы 5-й Всесоюзной конференции по синтезу, производству и использованию сцинтилляторов*, Харьков (1970), ч. 2, с. 43.
30. В. М. Ачкасов, В. Н. Бакаганов, Ю. Ф. Новосельцев и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **50**, 2224 (1986).
31. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, *Итоги науки и техники, сер. астрономия* **21**, 63 (1982).
32. W. Hillebrandt and P. Hoflich, *Rep. Prog. Phys.* **52**, 1421 (1989).
33. В. С. Имшенник, *Препринт ИТЭФ 135-90* (1990).
34. J. Pantaleone, *Phys. Lett. B* **287**, 128 (1992).
35. R. F. Sawyer, *Phys. Rev. D* **72**, 045003 (2005).
36. H. Duan, G. M. Fuller, J. Carlson, and Y.-Z. Qian, *Phys. Rev. D* **74**, 105014 (2006).
37. G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), arXiv:1304.7381v2.
38. V. S. Imshennik, *Space Sci. Rev.* **74**, 325 (1995).
39. В. Байков, В. М. Суслин, В. М. Чечеткин и др., *Астрон. ж.* **84**, 308 (2007).
40. S. M. Adams, C. S. Kochanek, J. F. Beacom et al., *Astrophys. J.* **778**, 164 (2013).
41. T. D. Brandt, A. Burrows, C. D. Ott, and E. Livne, *Astrophys. J.* **728**, 8 (2011).
42. B. Muller, H.-Th. Janka, and A. Marek, *Astrophys. J.* **756**, 84 (2012).
43. B. Muller, H.-Th. Janka, and A. Heger, *Astrophys. J.* **761**, 72 (2012).
44. F. Hanke, A. Marek, B. Muller, and H.-Th. Janka, *Astrophys. J.* **755**, 138 (2012).
45. T. Takiwaki, K. Kotake, and Y. Suwa, *Astrophys. J.* **749**, 98 (2012).
46. A. Burrows, J. Dolence, and J. Murphy, *Astrophys. J.* **759**, 5 (2012).
47. C. D. Ott, E. Abdkimalov, P. Moesta et al., *Astrophys. J.* **768**, 115 (2013).
48. I. Tamborra, F. Hanke, H. Janka et al., *Astrophys. J.* **792**, 96 (2014); arXiv:1402.5418.