

# МОНИТОРИНГ НЕЙТРИННЫХ ВСПЫШЕК В ГАЛАКТИКЕ

Ю. Ф. Новосельцев<sup>a\*</sup>, И. М. Дзапарова<sup>a,b</sup>, М. М. Кочкаров<sup>a</sup>,  
 А. Н. Куреня<sup>a</sup>, Р. В. Новосельцева<sup>a</sup>, В. Б. Петков<sup>a,b</sup>,  
 П. С. Стриганов<sup>a</sup>, И. Б. Унатлоков<sup>a</sup>, А. Ф. Янин<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт ядерных исследований Российской академии наук  
 117312, Москва, Россия

<sup>b</sup> Институт астрономии Российской академии наук  
 119017, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 сентября 2021 г.,  
 после переработки 28 ноября 2021 г.  
 Принята к публикации 30 ноября 2021 г.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) работает по программе поиска нейтринных вспышек с середины 1980 года. Мы представляем современный статус эксперимента и результаты, связанные с исследованием фоновых событий и стабильностью работы установки. Показаны возможности БПСТ при регистрации нейтринных вспышек от близких сверхновых. За период с 30.06.1980 по 30.06.2021 время наблюдения составило 35.5 лет. За это время не было зарегистрировано ни одного события — кандидата на нейтринную вспышку. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов звезд в Галактике  $0.065 \text{ год}^{-1}$  на 90-процентном доверительном уровне.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова*

DOI: 10.31857/S0044451022040022

EDN: DPJMRG

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Регистрация сверхновой SN 1987A оказала значительное влияние как на теоретические исследования явления сверхновой, так и на создание экспериментальных установок. SN1987A стала ближайшей сверхновой за последние несколько сотен лет, что позволило наблюдать процесс образования сверхновой с беспрецедентной детальностью, начиная с самого раннего периода излучения.

Детектирование нейтрино от 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 впер-

вые сравнить основные параметры существующей теории — полную излученную энергию, температуру нейтрино и длительность нейтринной вспышки — с экспериментально измеренными значениями [8, 9]. Информация о времени и энергии нескольких нейтринных событий (около 20) была использована для установления общего сценария возникновения сверхновых с коллапсом ядра. Длительность нейтринной вспышки около 10 с указывает на масштаб времени диффузии нейтрино при высоких плотностях. Полная энергия  $(3–6) \cdot 10^{52}$  эрг, переносимая потоком  $\bar{\nu}_e$ , предполагает образование нейтронной звезды с гравитационной энергией связи  $(2–3) \cdot 10^{53}$  эрг. Энергетическое распределение нейтрино, зарегистрированных в диапазоне 10–40 МэВ, показало, что горячий компактный объект эволюционирует с температурой 3–5 МэВ в области излучения нейтрино.

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 нейт-

\* E-mail: novoseltsev@inr.ru

ринные детекторы. В последние десятилетия поиск нейтринных вспышек вели несколько таких детекторов: Баксанский сцинтилляционный телескоп [10, 11], Камиоканде [1] и супер-Камиоканде [12], MACRO [13], LVD [14, 15], AMANDA [16], SNO [17]. В настоящее время новое поколение детекторов, которые способны более эффективно регистрировать нейтринную вспышку от сверхновой, добавилось к установкам, перечисленным выше: IceCube [18], Borexino [19, 20], KamLAND [21] и некоторые другие.

Поиск нейтринных вспышек на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе ведется с середины 1980 года. За прошедшие годы (более 40 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 сверхновой, в частности. Наше понимание того, как взрываются массивные звезды и как нейтрино взаимодействует с горячей и плотной материей, значительно расширилось. В настоящее время масштаб и чувствительность детекторов, способных идентифицировать нейтрино от галактических сверхновых, значительно выросли, так что детекторы нынешнего поколения [18, 21, 22] способны детектировать порядка десяти тысяч нейтрино от сверхновой в Центре Галактики.

Таким образом, поток нейтрино от следующей сверхновой будет измеряться несколькими детекторами, что обеспечит беспрецедентную надежность получаемой информации.

БПСТ является многоцелевым детектором, предназначенным для широкого диапазона исследований в области физики космических лучей и элементарных частиц. Одной из текущих задач является поиск нейтринных вспышек. По программе поиска нейтринных вспышек установка работает почти непрерывно с середины 1980 года. В 2001 году система сбора информации была существенно модернизирована. Эта система работает с 6-го марта 2001 года. Система сбора данных до 2001 года описана в [10]. Полное время наблюдения за Галактикой составляет 90 % календарного времени.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 дается краткое описание установки. Раздел 3 посвящен методу детектирования нейтринной вспышки. В разд. 4 представлены некоторые характеристики фоновых событий. В разд. 5 мы представляем конфигурацию мишени с массой 240 тонн, ко-

торая используется с 2016 года. Условия для выработки оповещения (алерта) о нейтринной вспышке описаны в разд. 6.

## 2. УСТАНОВКА

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) расположен на Северном Кавказе (Россия) в подземной лаборатории на эффективной глубине  $8.5 \cdot 10^4$  г/см<sup>2</sup> (850 м в.э.) [23]. Установка имеет размеры  $17 \times 17 \times 11$  м<sup>3</sup> и состоит из четырех горизонтальных сцинтилляционных плоскостей и четырех вертикальных (рис. 1).

Верхняя горизонтальная плоскость имеет площадь 290 м<sup>2</sup> и состоит из 576 ( $24 \times 24$ ) автономных сцинтилляционных счетчиков, три нижние плоскости площадью по 200 м<sup>2</sup> содержат 400 ( $20 \times 20$ ) счетчиков каждая. Вертикальные плоскости имеют  $15 \times 24$  и  $15 \times 22$  счетчиков. Горизонтальные сцинтилляционные плоскости расположены на перекрытиях, которые состоят из железного поддона толщиной 8 мм и стальных балок (общая толщина железа 2.5 см или 20 г/см<sup>2</sup>) и засыпки из низкофоновой породы — дунита — толщиной 78 см (сверху бетонная стяжка). Расстояние по вертикали между плоскостями 3.6 м. Общая толщина одного слоя телескопа (слой сцинтиллятора плюс перекрытие) 165 г/см<sup>2</sup>. 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  $t_o = 23.5$  г/см<sup>2</sup>.

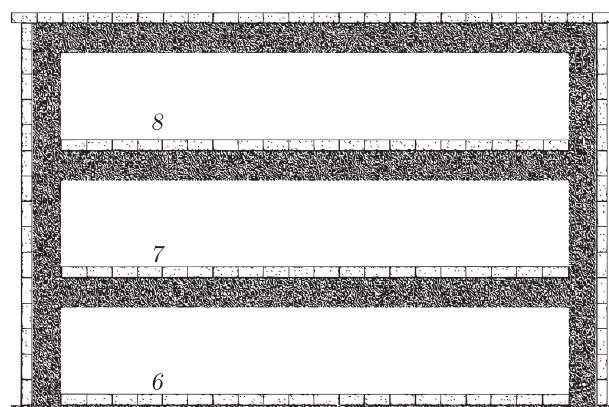


Рис. 1. Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, вид сбоку. Указана нумерация внутренних плоскостей установки. Вертикальные плоскости имеют номера 1–4

Стандартный автономный счетчик представляет собой алюминиевый контейнер размером  $0.7 \times 0.7 \times 0.3 \text{ м}^3$ , заполненный жидким органическим сцинтиллятором на основе уайт-спирита  $C_nH_{2n+2}$  ( $n \simeq 9$ ) 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 примерно 6 нс [24]. Радиационная единица длины для сцинтиллятора равна  $47 \text{ г/см}^2$ . Объем сцинтиллятора просматривается одним фотоумножителем ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см через иллюминатор из оргстекла толщиной 10 см (толстый иллюминатор служит для уменьшения неоднородности светосбора). Контроль за стабильностью коэффициента усиления ФЭУ осуществляется по анодному току. Угловое разрешение установки  $2^\circ$ , временное разрешение — 5 нс.

Информация с каждого счетчика снимается по трем каналам: анодному (который служит для измерения времени срабатывания плоскости и измерения энерговыделения до 2.5 ГэВ), импульсному с порогом срабатывания 8 МэВ и 10 МэВ соответственно для горизонтальных и вертикальных плоскостей (до 1986 года этот порог был равен 12.5 МэВ; наиболее вероятное энерговыделение от мюона в счетчике равно 50 МэВ  $\equiv$  1 релятивистская частица) и логарифмическому каналу с порогом  $s_0 = 0.5 \text{ ГэВ}$ , который служит для измерения больших энерговыделений в индивидуальном счетчике. Сигнал с 5-го динода ФЭУ поступает на вход логарифмического преобразователя (ЛП), где он преобразуется в импульс, длина которого пропорциональна логарифму амплитуды сигнала [25]. Логарифмический канал позволяет измерять энерговыделение в индивидуальном счетчике в диапазоне 0.5–800 ГэВ.

В случае каскадов, инициированных мюонами космических лучей, мы используем четыре горизонтальных сцинтилляционных слоя (вместе с перекрытиями между ними) как четырехслойный калориметр. Логарифмические каналы позволяют измерять продольное развитие и поперечную структуру каскада [25, 26] (см. разд. 5).

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.

Сигналы с  $\Sigma 400$  каждой плоскости поступают на линейный кодировщик, который имеет диапазон измерения 6–80 МэВ и энергетическое разрешение 60 КэВ. Энерговыделение больше 80 МэВ измеряется с помощью логарифмических амплитудных каналов плоскостей с порогом 15 МэВ и наклоном характеристики 10%. 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.

Триггером для запуска системы регистрации является срабатывание импульсного канала любого счетчика БПСТ. Темп счета такого триггера  $17 \text{ с}^{-1}$ . Вся информация о событии поступает в оперативную память «on-line» ЭВМ, где она оформляется в виде «кадра» длительностью 300 нс (т.е. все счетчики, сработавшие в течение 300 нс после триггера, попадают в один кадр). Каждому кадру приписывается относительное время с шагом 0.2 мс. В момент времени, кратный 15 минутам московского времени (т.е. в 0 минут, 15, 30 и 45 минут), по сигналу Системы Абсолютного Времени (САВ) информация, накопленная в памяти ЭВМ, записывается на жесткий диск в файл, номер которого связан с абсолютным календарным временем. Таким образом, вся информация хранится в виде файлов длительностью 900 секунд или меньше, если набор информации начался нештатно или был прекращен раньше сигнала САВ. Для синхронизации с мировым временем (UT) используется сигнал GPS, точность синхронизации 0.2 мс.

Время штатной работы БПСТ по программе мониторинга нейтринных вспышек составляет около 90% календарного времени. Причинами потери информации являются:

- 1) еженедельный ремонтный день (он продолжается примерно 8 часов). Это около 4% календарного времени. При этом набор информации продолжается (правда с худшими фоновыми условиями).
- 2) отключение электроэнергии по различным причинам приблизительно 1% времени.
- 3) неисправность элементов системы регистрации около 5%.

Распределение времени наблюдения по годам (начиная с 2000 года) показано на рис. 2.

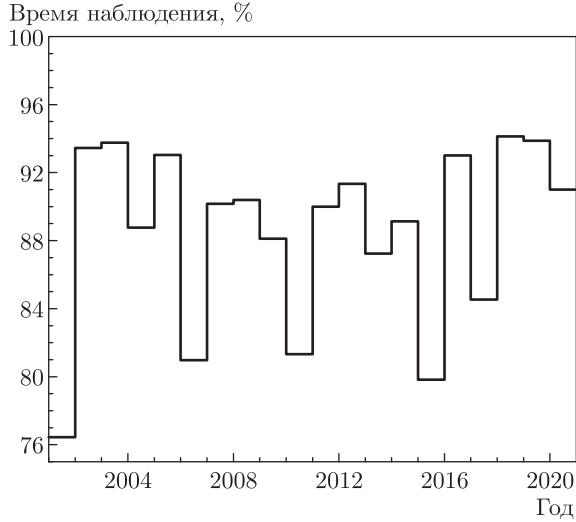
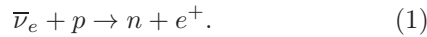


Рис. 2. Распределение времени мониторинга нейтринных вспышек (в % от календарного) по годам

### 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 (ОБР):



Если средняя энергия антинейтрино  $E_{\nu_e} = 12-15$  МэВ [27–29], 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 «одиночными» событиями). Таким образом, поиск нейтринной вспышки заключается в регистрации кластера (группы) одиночных событий в течение временного интервала  $\tau = 20$  с (согласно современным моделям длительность нейтринной вспышки от СН не превышает 20 с).

Среднее число событий, ожидаемое от реакций (1) в течение времени  $\Delta t$  от начала коллапса ядра, можно представить так

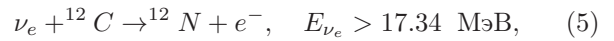
$$N_{ev}^H = N_H \int_0^{\Delta t} dt \int_0^\infty dE F(E, t) \cdot \sigma(E)\eta(E), \quad (2)$$

здесь  $N_H$  — число свободных протонов в мишени,  $F$  — поток электронных антинейтрино,  $\sigma(E)$  — сечение реакции (1),  $\eta(E)$  — эффективность детектирования, а индекс «H» в левой части указывает, что мишенью является водород сцинтиллятора. При вычислении (2) мы использовали распределение Ферми–Дирака для энергетического спектра  $\bar{\nu}_e$  и сечение реакции ОБР,  $\sigma(E)$ , из [30].

Для «стандартных» предположений о СН: расстояние 10 кпс, полная энергия, излученная в нейтрино,  $3 \cdot 10^{53}$  эрг (которая делится примерно поровну между всеми типами нейтрино) и массы мишени 130 т (три нижние горизонтальные плоскости, см. рис. 1), получим (мы предположили, что температура антинейтрино  $T_{\bar{\nu}_e} = 4.5$  МэВ) в отсутствие осцилляций

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

Реакции на углероде сцинтиллятора:



дают малый вклад (около 2%) вследствие высокого порога этих реакций.

Осцилляции нейтрино, конечно, повлияют на результат (3). В последние годы, однако, стало понятно, что ожидаемый нейтринный сигнал сильно зависит от сценария осцилляций (см., например, [31–34]). Эффекты осцилляций зависят от многих неизвестных или плохо известных факторов. Это — самоиндуцированные флэйворные превращения (self-induced flavor conversions), специфическая флэйворная конверсия на фронтах ударной волны, стохастические флуктуации потоков материи.

Измерение «большого» значения  $\theta_{13}$  ( $\sin^2 \theta_{13} = 0.023$ ) [35, 36] существенно уменьшило неопределенность в предсказаниях возможных изменений исходных потоков СН-нейтрино на пути к детекторам на Земле.

Если  $\sin^2 \theta_{13} \geq 10^{-3}$ , то распространение  $\bar{\nu}_e$  через область Н-резонанса является адиабатическим. Для сценария, в котором трансформация нейтринных потоков определяется только МСВ-эффектом [37, 38], поток электронных антинейтрино, прибывающий к Земле, может быть представлен в виде [39]

$$F_{\bar{e}} = U_{e1}^2 F_{\bar{e}}^o + U_{e2}^2 F_{\bar{x}}^o \quad (6)$$

для нормальной массовой иерархии (NH) и

$$F_{\bar{e}} = F_{\bar{x}}^o \quad (7)$$

для обратной массовой иерархии (IH), где  $F_i^o$  — исходные нейтринные потоки в звезде, индекс « $x$ » означает неэлектронные нейтрино (и антинейтрино), а  $U_{ij}$  — элементы матрицы смешивания ( $U_{e1}^2 \simeq \simeq \cos^2 \theta_{12} \simeq 0.7$ ,  $U_{e2}^2 \simeq \sin^2 \theta_{12} \simeq 0.3$ ).

Если предположить, что температура неэлектронных нейтрино равна  $T_x = 6$  МэВ, то для числа регистрируемых нейтринных событий в (2) получим

$$N_{ev}^H(NH) \simeq 39 \quad (NH), \quad (8)$$

$$N_{ev}^H(IH) \simeq 48 \quad (IH). \quad (9)$$

В заключение этого раздела отметим, что в литературе обсуждаются модели, которые предсказывают, что средняя энергия нейтрино от СН может быть  $\bar{E}_{\nu_e} = 30\text{--}40$  МэВ [40, 41]. В этом случае вклад реакций (4), (5) увеличится до 8%, но основной вклад будут давать по-прежнему реакции (1), значение  $N_{ev}^H$  в (3) увеличится примерно до 75–80.

#### 4. ФОНОВЫЕ СОБЫТИЯ

Фоновыми событиями для задачи поиска нейтринных всплесков (поиска кластера одиночных событий) 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 течение времени от нескольких минут до суток) выявляются и исключаются из анализируемой информации. Число одновременно неисправных счетчиков мало (не более 5 из 1200), и они оперативно ремонтируются. Поэтому приводимые ниже характеристики фоновых событий определяются вариантами 1) и 2).

Полная скорость счета от фоновых событий (усредненная за период 2001–2020 годы) равна  $f = 0.0207 \text{ с}^{-1}$  для трех внутренних плоскостей (три нижних горизонтальных слоя) и  $f \simeq 1.5 \text{ с}^{-1}$  для внешних слоев. Поэтому в качестве мишени используются три нижних горизонтальных слоя сцинтиллятора; ниже этот массив счетчиков (1200 счетчиков, масса сцинтиллятора 130 т) мы будем называть детектор D1.

На рис. 3 представлены энергетические спектры одиночных событий (т.е. это спектры фоновых событий) для трех нижних горизонтальных сцинтилляционных плоскостей — они имеют номера 6, 7 и

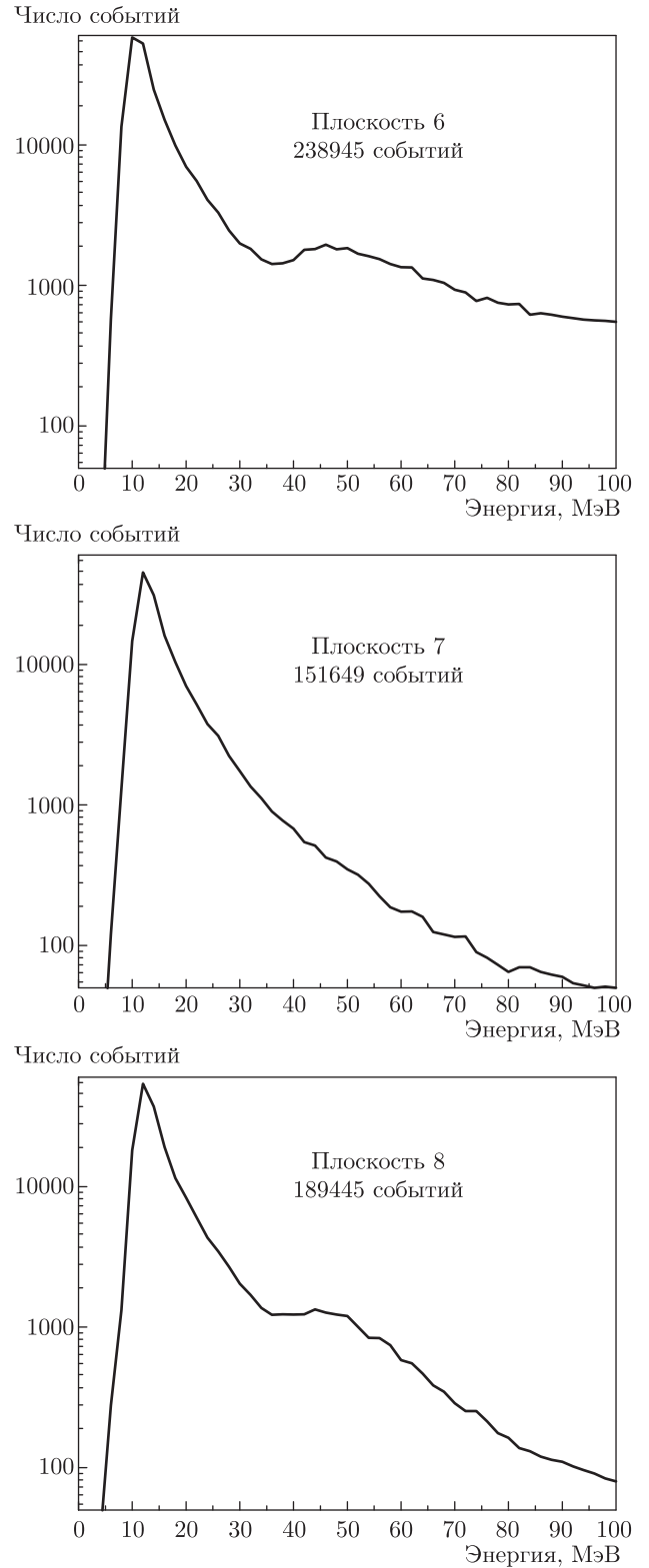


Рис. 3. Энергетические спектры одиночных событий для шестой, седьмой и восьмой плоскостей. Время экспозиции — 331 суток. Ширина бина по энергии 2 МэВ. На каждом графике указано полное число событий в спектре

8 (нумерация снизу вверх, см. рис. 1). Эти спектры были получены в 2020 году, время экспозиции — 331 суток. Спектры измерены с помощью линейных кодировщиков, которые имеют порог 6 МэВ и 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 ( $^{12}\text{B}$ ,  $^{12}\text{N}$ ,  $^8\text{B}$ ,  $^8\text{Li}$  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 [42]. Согласно этой оценке за время экспозиции (331 суток) космогенные изотопы создают примерно 26000 одиночных событий на каждой сцинтилляционной плоскости. Энерговыделение от распадов всех изотопов менее 20 МэВ. Остальные одиночные события создаются мюонами, которые проходят внешние плоскости БПСТ без регистрации (через щель между счетчиками (около 1 см) или задевая счетчики так, что энерговыделение в них меньше 8 МэВ) и приводят к срабатыванию только одного счетчика на одной из внутренних плоскостей.

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

$$p(k) = f \exp(-f\tau) \frac{(f\tau)^{k-1}}{(k-1)!}. \quad (10)$$

На рис. 4 представлена обработка экспериментальных данных (одиночные события за период 2001–2020 годы,  $T_{\text{actual}} = 17.7$  лет) в сравнении с ожидаемым распределением (10), вычисленным при  $f = 0.0207 \text{ с}^{-1}$ . Отметим, что на рис. 4 нет никакой нормировки.

Из выражения (10) следует, что фоновые события создают кластер из восьми одиночных событий со скоростью  $0.178 \text{ год}^{-1}$ . За  $T_{\text{actual}} = 17.7$  лет ожидается 3.15 события, что мы и наблюдаем в эксперименте (3 события). Скорость «образования» кластеров из девяти фоновых событий равна  $9.2 \cdot 10^{-3}$  в год, поэтому кластеры с  $k \geq 9$  следует рассматривать как события, которые не могут быть созданы

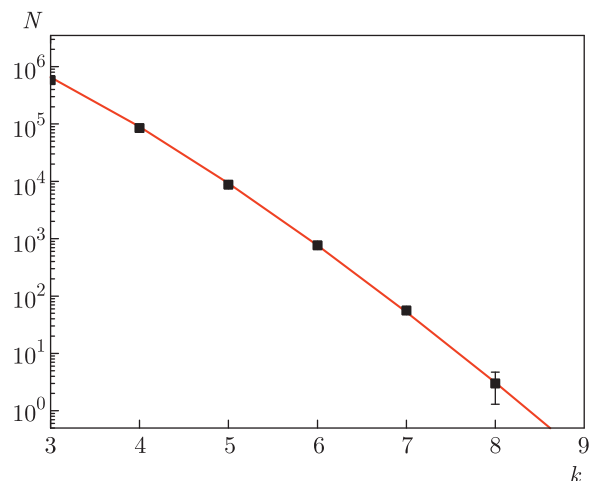


Рис. 4. Число кластеров, содержащих  $k$  одиночных событий в интервале  $\tau = 20$  с. Квадраты — экспериментальные данные, кривая — ожидаемое распределение согласно выражению (10)

фоном и, следовательно, являются кандидатами на регистрацию нейтринной вспышки.

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 множителя  $f$  в формуле (10). Если при переходе начала интервала к следующему 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 один 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.

## 5. ДВА НЕЗАВИСИМЫХ ДЕТЕКТОРА

Чтобы увеличить массу мишени и, следовательно, число детектируемых нейтринных событий, мы используем те части внешних сцинтилляционных слоев, которые имеют относительно низкий темп

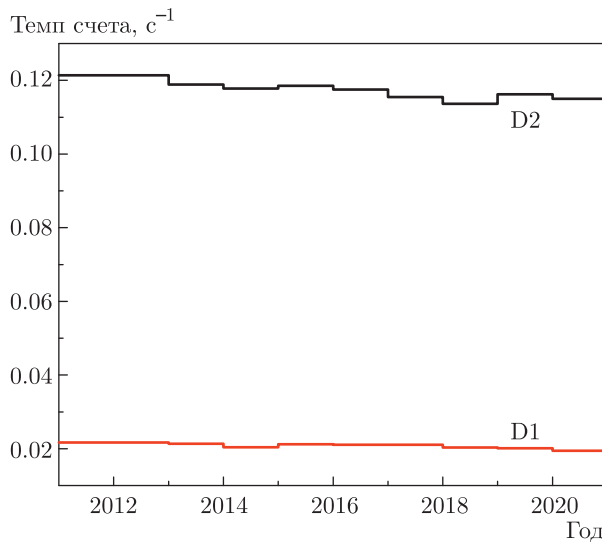


Рис. 5. Скорости счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 за период 2011–2020 годы

счета фоновых событий. Эти части — прямоугольные области на внешних плоскостях (номера 1–5), полученные исключением нескольких крайних рядов и столбцов счетчиков. Эти области различны на разных плоскостях, что связано с угловым распределением потока атмосферных мюонов. Полное число счетчиков в этих частях внешних слоев 1030 (масса сцинтиллятора 110 тонн). Ниже этот массив счетчиков мы будем называть детектор D2, темп счета одиночных событий в D2 равен  $f_2 = 0.12 \text{ с}^{-1}$ . Стабильность работы и скорости счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 показаны на рис. 5. Совместная работа детекторов D1 и D2 позволяет увеличить число детектируемых нейтринных событий и надежность регистрации нейтринной вспышки. Такая конфигурация мишени используется с 2016 года [43].

На рис. 6 показан энергетический спектр одиночных событий в той части одной из вертикальных плоскостей БПСТ, которая входит в детектор D2. В случае вертикальных плоскостей большая доля мюонов, которые создают одиночные события, имеет пробег в счетчике 30–80 см, что создает плато в спектре при энерговыделениях более 50 МэВ.

Мы используем следующий алгоритм: в случае детектирования в детекторе D1 кластера с множественностью  $k_1 \geq 3$  мы проверяем число одиночных событий  $k_2$  в 10-секундном временном окне в детекторе D2. Начало этого окна совпадает с началом кластера в D1. Отношение масс детекторов D2 и D1  $1030/1200 = 0.858$  означает, что (в случае реальной нейтринной вспышки) для среднего числа

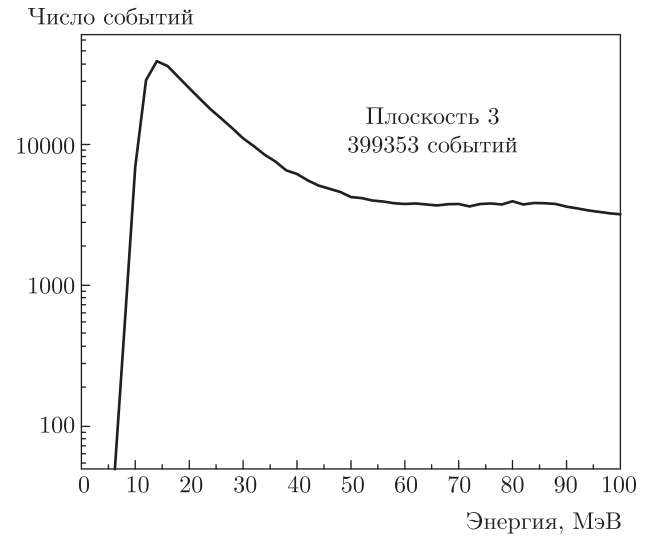


Рис. 6. Энергетический спектр одиночных событий в детекторе D2. Время экспозиции — 331 суток. Ширина бина по энергии 2 МэВ

нейтринных событий  $k_1 = 6$ , зарегистрированных в D1, среднее число нейтринных событий в D2 будет  $\overline{k_2} = 6 \cdot 0.858 \cdot 0.8 = 4.12$  (мы предполагаем, что в 10-секундное окно в D2 попадает 80 % нейтринных событий от того числа, которое попадает в 20-секундное окно). Поскольку фон добавляет  $f_2 \cdot 10 \text{ с} = 1.2$  события, окончательно получаем  $\overline{k_2} (\overline{k_1} = 6) = 4.12 + 1.2 = 5.32$ .

Согласно (2) среднее число нейтринных событий в D2 будет  $N_{ev}^H(D2) \simeq 28$  (при тех же условиях, что в (3)). Так что ожидаемое полное число событий от реакций (1) в детекторах D1 и D2 (в отсутствие осцилляций) равно

$$N_{ev}^H = N_{ev}^H(D1) + N_{ev}^H(D2) \simeq 63. \quad (11)$$

С учетом влияния МСВ-эффекта получим (см. (6), (7))

$$N_{ev}^H(NH) \simeq 71, \quad N_{ev}^H(IH) \simeq 88 \quad (12)$$

для соответственно прямой и обратной массовых иерархий.

Детекторы D1 и D2 независимы, поэтому вероятность имитации фоном события, когда в D1 наблюдается кластер с множественностью  $k_1$  и одновременно в D2 — кластер с множественностью  $k_2$ , равна произведению соответствующих вероятностей:

$$P(k_1, k_2) = P_1(k_1) \times P_2(k_2), \quad (13)$$

где  $P_1$  определяется согласно (10), а  $P_2$  есть распределение Пуассона для  $f_2 = 0.12 \text{ с}^{-1}$  и длительности

временного окна  $\tau_2 = 10$  с. В частности, мы получаем

$$P(6, 5) = 0.23 \text{ год}^{-1}, \quad P(6, 6) = 0.045 \text{ год}^{-1}. \quad (14)$$

Поэтому события с  $k_1 \geq 6$ ,  $k_2 \geq 6$  следует рассматривать в качестве кандидатов на детектирование нейтринной вспышки, так как средние значения  $k_1$  и  $k_2$  существенно превышены в двух независимых детекторах одновременно и вероятность имитации такого события фоном очень мала.

Отметим, что в случае реальной нейтринной вспышки оставшиеся счетчики (которые не принадлежат массивам D1 и D2) могут быть использованы как третий независимый детектор D3 с массой 90 тонн. Поскольку скорость счета фоновых событий в детекторе D3 равна  $f_3 \simeq 1.4 \text{ с}^{-1}$ , D3 можно использовать, только если множественность кластеров достаточно высока:  $k_1 \geq 10$ ,  $k_2 \geq 10$  (во временном окне 20 с). Тогда множественность кластера в D3 должна быть  $k_3 \geq 30$ . При этом около 30 событий будут фоновыми ( $1.4 \cdot 20$ ) и нужно уметь их исключать.

Ниже мы приводим пример события (кластера), для интерпретации которого совместная работа детекторов D1 и D2 имеет существенное преимущество.

31-го октября 2017 года в детекторе D1 был зарегистрирован кластер с множественностью  $k_1 = 9$ . UTC первого события в кластере было 17 часов 51 минута 28.7602 секунд. Мы проверили предысторию кластера (это стандартная процедура). Оказалось, что за 7 мс до первого события в кластере был зарегистрирован ядерный каскад. В случае каскадов мы используем горизонтальные плоскости БПСТ как четырехслойный калориметр (см., например, [26]). Каскад имел энергию 12.3 ТэВ, энерговыделение в горизонтальных слоях (сверху вниз, см. рис. 1) было 1.2 ГэВ, 265 ГэВ, 1090 ГэВ и 355 ГэВ.

Параметры кластера приведены в таблице:  $n_{ev}$  — номер события в кластере,  $\Delta t = t_{ev} - t_c$  — время задержки события относительно каскада, в колонке «счетчик» указаны координаты счетчика (например 7:9-14 означает Плоскость 7, Ряд 9, Столбец 14),  $\varepsilon$  — энерговыделение в счетчике.

Как следует из таблицы, первые восемь событий произошли в течение 1.35 с после каскада и находятся в слоях с наибольшим энерговыделением (1090 ГэВ в седьмой плоскости и 355 ГэВ в шестой). Поэтому мы считаем, что все 8 событий являются распадами космогенных изотопов, рожденных в каскаде. В детекторе D2 (в 10-секундном окне) наблюдались три события (с  $\Delta t = 1.045$  с, 5.761с, 8.807

**Таблица.** Параметры кластера с  $k_1 = 9$  в детекторе D1.  $\Delta t$  — время задержки события относительно каскада

$n_{ev}$	$\Delta t$ , с	Счетчик	$\varepsilon$ , МэВ
1	0.007	7:9-14	12.1
2	0.015	6:15-16	11.7
3	0.023	6:17-16	12.1
4	0.080	6:15-12	9.8
5	0.101	6:18-14	13.4
6	0.131	6:20-13	10.7
7	0.775	7:13-16	12.0
8	1.341	7:12-16	9.0
9	19.529	6:8-13	38.7

с). Отсутствие одиночных событий в восьмой плоскости и малое число событий в D2 подтверждают такое заключение.

Поэтому мы не рассматриваем этот кластер в качестве кандидата на нейтринную вспышку (поскольку мы установили его происхождение) и он не включен в распределение на рис. 4.

Следует отметить, что кластер с множественностью  $k_1 = 9$  был зарегистрирован лишь однажды за все время наблюдения (примерно 40 лет).

Мы также проверили предысторию всех кластеров с  $k_1 \geq 6$ . Не было найдено ни одного кластера, в котором не менее 5 событий находились бы в двух секундах от предшествующего каскада.

## 6. СИСТЕМА ОПОВЕЩЕНИЯ О НЕЙТРИННОЙ ВСПЫШКЕ

Система оповещения, описанная в этом разделе, работает с июня 2016 года. До этого времени поиск нейтринных вспышек проводился в офлайн-режиме.

Вся информация с БПСТ поступает в оперативную память онлайн-компьютера. Каждые 15 минут (0, 15, 30 и 45 минут каждого часа) накопленная информация записывается в файл (RUN-файл), номер которого однозначно связан с календарным временем. Через 20 секунд RUN-файл передается в офлайн-компьютер, где через 4 минуты начинается обработка информации (в том числе поиск нейтринной вспышки согласно алгоритму, описанному в разд. 5). Время обработки примерно 1 минута, так что мы получаем результат в течение 20 минут (если нейтринная вспышка произошла в начале 15-минут-



ного интервала). В случае обнаружения события с  $k_1 \geq 5$ ,  $k_2 \geq 3$  (см. разд. 5) генерируется сигнал, который инициирует телефонные звонки и рассылку емэйл-сообщений сотрудникам, связанным с этой задачей. События с  $k_1 \geq 5$ ,  $k_2 \geq 3$  создаются фоновыми событиями довольно часто: примерно 1 раз в неделю. Они не являются кандидатами на вспышку, а служат в качестве подтверждения того, что система оповещения работает в штатном режиме. В случае регистрации события  $k_1 \geq 6$ ,  $k_2 \geq 6$  в течение 1 часа принимается решение о степени важности зарегистрированного события.

Подключение к системе SNEWS (SuperNova Early Warning System) [44] находится в стадии тестирования сигналов.

Отметим, что в случае очень близкой СН, например на расстоянии 0.2 крс, полное число нейтринных событий будет равно примерно 250000. В первые секунды (после начала вспышки) следует ожидать около 30000 событий в секунду. По сравнению с этой скоростью темп счета мюонных событий ( $17 \text{ с}^{-1}$ ) пренебрежимо мал. Поэтому все события, регистрируемые БПСТ (3184 счетчика, масса сцинтиллятора 330 тонн) в этот период времени, будут нейтринными событиями. Длительность кадра БПСТ равна 300 нс, время обработки кадра (мертвое время) около 1 мс, поэтому мы будем регистрировать примерно 1000 событий в секунду, причем подавляющее большинство кадров — это кадры с одним сработавшим счетчиком. Доля кадров с двумя сработавшими счетчиками (т. е. два нейтринных события попали во временное окно 300 нс) не более 0.5%. Таким образом, в случае очень близкой СН некоторая часть событий (которая зависит от расстояния до СН) будет потеряна.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с 30 июня 1980 года. В качестве мишени мы используем две части БПСТ (детекторы D1 и D2) с суммарной массой 240 тонн. Оценка (11) позволяет ожидать примерно 10 нейтринных событий от наиболее удаленных СН (около 25 крс) в нашей Галактике. В случае очень близкой СН некоторая часть событий (которая зависит от расстояния до СН) будет потеряна.

Фоновые события связаны 1) с распадами космогенных изотопов, которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтилля-

тора и ядрами атомов окружающего вещества и 2) с атмосферными мюонами, траектория которых такова, что срабатывает только один счетчик на установке (в детекторах D1 или D2).

За период с 30-го июня 1980 года по 30 июня 2021 года время наблюдения составило 35.5 лет [10, 45]. Это наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке. За это время ни одного события кандидата на коллапс звездного ядра зарегистрировано не было. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов в Галактике

$$f_{col} < 0.065 \text{ год}^{-1} \quad (15)$$

на 90-процентном уровне достоверности.

Оценки скорости галактических сверхновых дают величину примерно 3–5 событий в столетие [46]. Однако в прошлом тысячелетии только пять сверхновых были идентифицированы с уверенностью в исторических записях. Этот дефицит сверхновых, видимых невооруженным глазом, связывают с эффектом гашения вспышки в оптическом диапазоне пылью в плоскости Галактики. Этот эффект изучался в работе [47], авторы которой пришли к заключению, что невооруженным глазом видны только примерно 13% галактических сверхновых с коллапсом ядра и около 33% термоядерных сверхновых (тип Ia). В свете этих результатов становится еще более актуальным нейтринный мониторинг, который начался более 40 лет назад (в 1980 году) на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе.

Работа выполнена на УНУ Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, ЦКП Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН.

## 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. Н. Волченко, И. В. Кривошейка, Письма в ЖЭТФ **45**, 461 (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. Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. И. Волченко и др., *ЖЭТФ* **104**, 2897 (1993).
11. R. V. Novoseltseva, M. M. Boliev et al., *Proc. 31th ICRC, Lodz* (2009).
12. M. Ikeda, A. Takeda, Y. Fukuda et al., *Astrophys. J.* **669**, 519 (2007).
13. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **37**, 265 (2004).
14. M. Aglietta et al. (LVD Collaboration), *Nuovo Cim. A* **105**, 1793 (1992).
15. N. Yu. Agafonova, M. Aglietta, P. Antonioli et al., *Astropart. Phys.* **27**, 254 (2007).
16. J. Ahrens et al. (AMANDA Collaboration), *Astropart. Phys.* **16**, 345 (2002).
17. B. Aharmim, S. N. Ahmed, A. E. Anthony et al., *Astrophys. J.* **728**, 83 (2011).
18. T. Lund, A. Marek, C. Lunardini et al., *Phys. Rev. D* **82**, 063007 (2010).
19. G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Lett. B* **658**, 101 (2007).
20. G. Bellini, *Talk at TAUP 2011 Conference, Munich* (2011).
21. K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003).
22. A. Abusleme et al. (JUNO Collaboration), *arXiv:2104.02565v2 [hep-ex]* (2021).
23. E. N. Alekseev, V. V. Alekseenko, Yu. M. Andreyev et al., *Proc. 16 ICRC, Kyoto* **10**, 276 (1979).
24. В. Н. Бакатанов, В. Л. Дадькин, *Материалы 5-й Всесоюзной конференции по синтезу, производству и использованию сцинтилляторов*, Харьков (1970), ч. 2, с. 43.
25. В. М. Ачкасов, В. Н. Бакатанов, Ю. Ф. Новосельцев и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **50**, 2224 (1986).
26. V. N. Bakatanov, Yu. F. Novoseltsev, and R. V. Novoseltseva, *Astropart. Phys.* **8**, 59 (1997).
27. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, *Итоги науки и техники, сер. астрономия* **21**, 63 (1982).
28. W. Hillebrandt and P. Hoflich, *Rep. Prog. Phys.* **52**, 1421 (1989).
29. В. С. Имшенник, *Препринт ИТЭФ 135-90* (1990).
30. A. Strumia and F. Vissani, *Phys. Lett. B* **564**, 42 (2003).
31. J. Pantaleone, *Phys. Lett. B* **287**, 128 (1992).
32. R. F. Sawyer, *Phys. Rev. D* **72**, 045003 (2005).
33. H. Duan, G. M. Fuller, J. Carlson, and Y.-Z. Qian, *Phys. Rev. D* **74**, 105014 (2006).
34. I. Tamborra, G. Raffelt, F. Hanke et al., *Phys. Rev. D* **90**, 045032 (2014); *arXiv:1406.0006*.
35. F. P. An et al. (DAYA-BAY Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 171803 (2012); *arXiv:1203.1669 [hep-ex]*.
36. J. K. Ahn et al. (RENO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802 (2012); *arXiv:1204.0626 [hep-ex]*.
37. L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* **17**, 2369 (1978).
38. S. P. Mikheev and A. Yu. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **17**, 913 (1985).
39. A. Dighe and A. Yu. Smirnov, *Phys. Rev. D* **62**, 033007 (2000).
40. В. С. Имшенник, *УФН* **180**, 1121 (2010).
41. В. С. Имшенник, В. О. Молоканов, *Письма в Астрон. журн.* **36**, 759 (2010).
42. G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *arXiv:1304.7381v2* (2013).
43. Yu. F. Novoseltsev et al. (Baksan Collaboration), *Astropart. Phys.* **117**, 102404 (2020).
44. P. Antonioli, R. T. Fienberg, R. Fleuret et al., *New J. Phys.* **6**, 114 (2004).
45. Р. В. Новосельцева, М. М. Болиев, Г. М. Верешков и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **75**, 419 (2011).
46. S. M. Adams, C. S. Kochanek, J. F. Beacom et al., *Astrophys. J.* **778**, 164 (2013).
47. C. T. Murphey, J. W. Hogan, B. D. Fields et al., *arXiv:2012.06552* (2020).