

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 530.122.1;524.1-65;524.355;539.1.05

ДВУХКАНАЛЬНЫЙ ПОИСК ИЗЛУЧЕНИЯ КОЛЛАПСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ

© 2024 г. С. И. Орешкин^{a, *}, Ю. М. Гаврилюк^{a, b, *}, А. В. Гусев^a, Н. Л. Квашнин^c, А. А. Луговой^c,
С. М. Попов^{a, *}, В. Н. Руденко^{a, b, **}, В. В. Семенов^a, И. А. Сыроватский^a

^aАстрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский
государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

^bБаксанская нейтринная обсерватория, Институт ядерных исследований РАН,
пос. Нейтрино, Эльбрусский район, Республика Кабардино-Балкария, 361609 Россия

^cИнститут лазерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090 Россия

*E-mail: Sioresh@yahoo.com

**E-mail: Valentin.Rudenko@gmail.com

Поступила в редакцию 01.06.2024 г.

После доработки 04.07.2024 г.

Принята к публикации 15.07.2024 г.

Обсуждается стратегия регистрации коллапсирующих звезд в Галактике с помощью пары инструментов: оптоакустического гравитационного детектора ОГРАН и нейтринного сцинтилляционного телескопа БПСТ, расположенных в подземных лабораториях БНО ИЯИ РАН. Ключевым элементом стратегии является поиск коррелированных откликов обоих детекторов, т. н. поиск “нейтрино-гравитационных корреляций”. Дана оценка эффективности различных алгоритмов совместной обработки данных, включая анализ события SN1987A. Методика обработки проиллюстрирована с использованием текущих выходных сигналов указанных инструментов.

Ключевые слова: мультиканальная астрономия, гравитационные волны, гравитационные детекторы, нейтринное излучение, гравитационный коллапс

DOI: 10.56304/S2079562924060241

1. ВВЕДЕНИЕ (АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ)

Процесс гравитационного коллапса (ГК) обычно представляется как финальная стадия эволюции звездных объектов, приводящая к образованию нейтронных звезд или черных дыр [1]. Выяснение всего комплекса условий, приводящих к ГК, является весьма сложной задачей. Это связано с формулировкой условий гидростатического равновесия на поздних стадиях эволюции звезды с привлечением уравнения состояния вещества в звезде. В поздней стадии к обычным потерям энергии с поверхности звезды (испусканию фотонов) прибавляются объемные потери энергии, обусловленные интенсивным излучением нейтрино и антинейтрино центральной областью звезды [2–4]. Теоретический анализ показывает, что ГК с образованием горячей нейтронной звезды и сбросом внешней оболочки можно отождествить с явлением сверхновых I-го типа. В то же время, коллапс без образования нейтронной звезды можно поставить в соответствие со сверхновыми II-го типа. В первом случае прогнозируется присутствие всплесков гравитационного излучения, во втором оно маловероятно. Но в любом ва-

рианте событие ГК будет источником нейтрино и антинейтрино в равных долях, причем энергия отдельной частицы оценивается порядка 10–15 МэВ. Фактически, обнаружение нейтринного импульса уже является проверкой теории ГК [5]. Однако, параллельная регистрация гравитационно-волнового сигнала, кроме кратного подтверждения теории коллапса, позволила бы установить еще и тип релятивистского излучателя. С большой вероятностью это была бы сверхновая первого типа. Даже при отсутствии оптической вспышки можно было бы говорить о регистрации редкого события – явления коллапса в Галактике (коллапс без сброса оболочки звезды). Таким образом, научная значимость исследования, предлагаемого в данном проекте, является достаточно весомой.

Конкретную экспериментальную задачу можно сформулировать следующим образом: обнаружение коррелированных событий, регистрируемых гравитационно-волновым и нейтринным детекторами в подземных лабораториях БНО ИЯИ РАН. Масштаб и комплексность такой задачи, подтверждается инфраструктурными и инструментальными факторами, требуемыми для ее успешного решения. Необходимо задействовать две круп-

ногабаритные установки — гравитационный и нейтринный детекторы, обладающих достаточной чувствительности в помехозащищенном подземном расположении, работающими в режиме непрерывного мониторинга и сбора данных. Для поддержания и научного обслуживания таких инструментов требуется привлечение достаточного научного и инженерного коллектива исследователей. Мульти-дисциплинарность и комплексность проекта очевидно обусловлена одновременно его астрофизическими целями и геофизическими приложениями. Научная значимость подчеркнута тем, что ГВ излучение, сопровождающее коллапсы, несет существенно новую информацию, отличную от сигналов слияния двойных релятивистских звезд, в частности, это информация об уравнении состояния вещества на разных стадиях сжатия коллапсирующей звезды [6].

2. СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ПРОБЛЕМЕ

Недавнее открытие нового гравитационно-волнового канала астрофизической информации определяет текущее состояние исследований данной проблемы. Его добавление к каналам регистрации электромагнитного излучения и космических лучей создает уникальную возможность для решения задач мультиканальной астрономии (или “multi-messengers astronomy”), что существенно повышает эффективность решения “некорректных обратных задач” — восстановление астрофизической природы источника излучений по сигналам наземных детекторов.

Прямое обнаружение гравитационных волн (ГВ) стало результатом десятилетий развития как приборов — наземных гравитационно-волновых детекторов, так и методов анализа поставляемых ими данных. Перспективными детекторами стали лазерные (оптические) интерферометры на подвесных пробных массах-зеркалах, успешно разработанные двумя коллаборациями LIGO (США) и VIRGO (Италия, Франция).

Выполнение серии научных наблюдений на интерферометрах Advanced LIGO, начатой в сентябре 2015 г. (run Q1) привело к первой регистрации всплеска ГВ, порождаемого слиянием компонент двойной системы из черных дыр (ВН), — событие GW150914 [7].

После этого до конца 2017 г. удалось обнаружить и другие подобные события [8, 9]. Важной ступенью явилась регистрация уже тремя установками (включая европейский интерферометр Advanced Virgo) всплеска GW170814 от слияния ВН-двойной ($M \sim 30M_{\odot}$) с далекого расстояния ~ 540 Мпк [10], что позволило на порядок уменьшить зону локализации источника на небесной сфере, до ~ 60 кв. град. Наконец, был зарегистрирован ГВ-сигнал от слия-

ния двойной из нейтронных звезд (NS), совпавший по времени с гамма импульсом GRB170817A (с задержкой 1.7 с) [11], подтвердив гипотезу рождения коротких гамма всплесков в результате слияния нейтронной двойной. Дальнейшие наблюдения подтвердили факт наличия транзитного фона коротких ГВ всплесков с магнитудой метрических возмущений 10^{-21} в окрестности солнечной системы с радиусом до 500 Мпс. На текущий момент зафиксировано около десятка событий слияния релятивистских двойных звезд, из которых единичные события относятся к слиянию нейтронных двойных и порядка десятка к двойным из “черных дыр” (а также к смешанным парам). С точки зрения эвристических свойств, нового информационного ГВ канала можно указать на два доказательных факта. Это высокоточное измерение (ошибка 10^{-15} от скорости света) скорости распространения ГВ (по парной регистрации гамма и гравитационного сигналов), а также независимая (новым способом) оценка величины постоянной Хаббла [11].

С 2021 г. коллаборация LIGO и VIRGO пополнилась сотрудничеством с коллективом подземного криогенного интерферометра KAGRA (Япония), образуя таким образом межконтинентальную сеть (LVK). Известен план совместной научной деятельности до 2030 г. Системное взаимодействие организовано следующим образом: в рамках общей темы “Поиски гравитационных волн и ГВ-астрофизика” создаются четыре рабочих группы, филиалы которых существуют на сайтах коллаборантов. Деление групп определяется научными задачами исследований.

Группа 1) Compact Binary Coalescence (CBC) ищет и изучает сигналы от слияния нейтронных звезд и черных дыр с помощью фильтрации данных при использовании шаблонов сигналов (templates):

Группа 2) Bursts (B) ищет транзиенты (проходящие ГВ сигналы), общие переходные процессы гравитационных волн с минимальным предположением об источнике или морфологии сигнала;

Группа 3) непрерывных гравитационных волн (CW) нацелена на регистрацию периодических сигналов вращающихся нейтронных звезд (пульсаров);

Группа 4) стохастических гравитационных волн (SGWB) ищет случайный фон гравитационного излучения космологического или астрофизического происхождения.

Указанные подразделения сотрудничают с группой контроля характеристик детекторов (Det Char), также с инженерными службами текущей эксплуатации и устранения инструментальных дефектов. Общая стратегия функционирования групп (LVK) и перспективные планы работ можно найти в документе [12].

На сегодняшний день в России нет действующих больших ГВ-интерферометров, хотя есть про-

ект создания такой установки в Сибири [13, 14]. Единственным гравитационным детектором килогерцового диапазона частот является комбинированная опто-акустическая антенна ОГАН, разработанная совместно Российской академией наук и МГУ. Подробности устройства, принципа работы и технических параметров этой установки можно найти в [15, 16]. Последняя модернизированная версия вместе с текущими экспериментальными характеристиками представлена в [17].

Эксперименты по регистрации нейтринных сигналов с целью поиска коллапсаров также выполнялись в последние годы в БНО [18, 19]. Поток нейтрино предсказывается процессом гравитационного коллапса массивных звезд в первую очередь. В этом процессе звезда проходит стадию “нейтронизации” (превращение протонов в нейтроны), которая сопровождается излучением нейтрино с полной энергией потока, достигающей 10^{53} эрг [5].

Параллельно ожидается гравитационное излучение, главным образом, в заключительной стадии коллапса, хотя возможны немонотонные типы сжатия с отскоками (за счет изменения уравнения состояния вещества), приводящие к мультимпульсной картине ГВ всплесков [20, 21]. Очевидно, что такой тип источников относится ко второй группе — Bursts — по классификации (LVK) и является предметом скрупулезного исследования. Заметим также, что до сих пор все зарегистрированные ГВ сигналы относятся только к первой группе (CBC) — “слияния двойных”.

Здесь уместно напомнить известный случай обнаружения нейтрино и гравитационно-волновых сигналов от SN1987A [22]. Это пока единственный пример двухканального приема и попытки обнаружения корреляции между сигналами, регистрируемыми нейтринным телескопом и твердотельными резонансными гравитационными бар-детекторами, работающими при комнатной температуре. В последствии только нейтринные события были признаны “первым обнаружением” нейтринного излучения коллапсирующей звезды. Однако, в процессе анализа этого события был предложен специфический алгоритм двухканального обнаружения. Этот алгоритм был основан на эмпирических оценках корреляции сигналов разной физической природы с произвольными относительными временными сдвигами цепочек данных обоих детекторов. Факт нейтрино-гравитационной корреляции в случае SN1987A не подтвердился. Чувствительности используемых тогда резонансных детекторов “веберовского типа”, работающих при комнатной температуре было недостаточно для обнаружения сигналов астрофизического происхождения. Заметим, что опто-акустическая антенна ОГАН даже без охлаждения имеет чувствительность на 2–3 порядка выше, чем у “веберовских” твердотельных детекторов. В

версии с охлаждением до азотной температуры, ее преимущество будет достигать пяти порядков.

Следует также указать, что в случае со сверхновой SN1987A в качестве нейтринных детекторов выступали нейтринные сцинтилляционные телескопы в БНО и под горой Monte Blanc (Италия). Это установки для регистрации низкоэнергетических нейтрино в диапазоне порядка десятка мегэлектронвольт от коллапсирующих объектов в нашей Галактике и ближайшей окрестности. Такого типа эксперименты относятся к категории “регистрация редких событий”, что для случая коллапсов со “вспышкой сверхновой” описывается темпом — одно событие в 30 лет на галактику.

Подобные наблюдения обычно не входят в программы детекторов высокоэнергетических нейтрино (Супер-Камиоканде, DUNA, Гипер-Камиоканде и JUNO). Предпочтение отдается значительно более частым событиям с большей вероятностью появления. В простейшем варианте такое достигается за счет учета большого количества удаленных галактик при увеличении радиуса сферы наблюдения и, следовательно, расстояний до возможных источников гравитационных и нейтринных сигналов. В этом случае регистрация нейтринных всплесков с энергиями порядка 10 МэВ маловероятна из-за недостаточной чувствительности сцинтилляционных детекторов при охвате очень удаленных объектов. На смену им приходят черенковские телескопы, в состав которых входят упомянутые выше установки. Энергии зарегистрированных всплесков от космических катастроф (в том числе особых видов коллапсов) находятся в диапазоне от гигаэлектронвольт до тераэлектронвольт и выше. Примеры таких регистраций можно найти в [23] для установки Ice Cube в Антарктиде и в [24] для установки Antares в Средиземном море. Варианты сопоставления этих событий с данными гравитационных детекторов LIGO содержатся в [24]. Алгоритмы поиска таких связей, по видимому, будут уточняться. Однако общей чертой доработанных версий будет оптимизация временного интервала — сдвига между гравитационным и нейтринным сигналами.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика эксперимента определяется наличием необходимой инфраструктуры и уникальных измерительных инструментов: нейтринного сцинтилляционного телескопа (БПСТ) и опто-акустического гравитационно-волнового детектора (ОГАН), расположенных в подземных лабораториях БНО ИЯИ РАН. Предлагаемые в данном проекте измерения реализуют оригинальный исследовательский процесс, так называемый “поиск нейтрино-гравитационных корреляций”, по специальным алгоритмам совместной регистрации гравитационно-волновых и нейтринных сиг-

налов на установках ОГРАН и БПСТ (multi-messenger astronomy). Такого типа алгоритмы основаны на теории оптимальной фильтрации и на опыте обработки данных нейтринных и гравитационных детекторов, полученном во время вспышки Сверхновой 1987А. Требуется также разработка новых алгоритмов повышенной эффективности.

Ниже приводятся краткие описания детекторов, методики считывания сигналов с их предварительной обработкой и последующим прогнозом через алгоритмы обнаружения взаимных корреляций.

3.1. Детектор ОГРАН и гравитационная регистрация коллапсов

Оригинальным отечественным гравитационным детектором в килогерцовом диапазоне частот является комбинированная оптоакустическая антенна ОГРАН, созданная совместными усилиями РАН и МГУ. Подробно структуру, принцип действия и технические параметры этой установки можно найти в работах [15, 16]. Последняя модернизированная версия установки вместе с текущими экспериментальными характеристиками представлена в [17].

Структурно ОГРАН состоит из двух плеч (или “петель обратных связей” [15, 16]). Первое, “плечо детектора”, содержит большой дюралевый цилиндр или “болванку”, представляющую акустический резонатор продольных колебаний с массой $M \sim 2$ т и длиной $L \sim 2$ м). Второе, «плечо дискриминатора», оснащено малой болванкой из ситалла ($M = 30$ кг, $L = 40$ см). Обе болванки имеют центрально осевые каналы для прохождения светового луча. К торцам болванок на оптическом контакте (или механически) крепятся пары зеркал, образующие резонаторы Фабри–Перо (FP), иначе, — “эталон”. При засветке от общего перестраиваемого лазера с длиной волны 1.06 мкм, эти FP эталоны образуют оптическую степень свободы антенны ОГРАН, с которой гравитационная волна может взаимодействовать напрямую, т.е. воздействуя на световое поле в FP. Настройка антенны в рабочем режиме привязывает частоту лазера к выбранному оптическому резонансу FP эталона в плече детектора. При этом информация об акустических колебаниях детектора (большой болванки) оказывается закодированной в частоте оптической накачки. В плече дискриминатора (малой болванки) настройка на оптический резонанс осуществляется перемещением одного из зеркал малого FP эталона за счет цепей обратной связи на низких (квазистатических) частотах. Выходной сигнал дискриминатора после демодуляции, воспроизводит акустические колебания детектора. В целом конструкция антенны ОГРАН представляет дифференциальную схему известную как “компаратор оптических эталонов”. Асимметрия гравитационно-волнового воздействия на болванки в плечах обеспечивается их существенно разными геометрическими размерами и перпендикулярной пространственной ориентацией.

Модернизированная версия антенны ОГРАН обладает следующими оптическими параметрами. Мощность оптической накачки в каждом из плеч — 200 мВт. Резкость (finesse) FP в плече детектора — 30 000, в плече дискриминатора — 70000. Контраст интерференции (доля света, участвующая в интерференции) — 0.9. Для текущей версии ОГРАН регистрируемыми являются метрические вариации h (или деформационные возмущения длинны детектора — большой болванки). Регистрируемые значения таковы: $h = \Delta L/L \approx 10^{-18}$ Гц $^{-1/2}$ в полосе пропускания ~ 30 Гц и $h = \Delta L/L \approx 10^{-19}$ Гц $^{-1/2}$ в полосе ~ 10 Гц вокруг частоты акустического резонанса 1.3 кГц.

При математическом описании твердотельная составляющая антенны ОГРАН моделируется одномерным осциллятором эквивалентной массы m и двумя параметрами: периодом собственных колебаний τ_0 и временем релаксации τ_r . В качестве обобщенной модели сигнала ГВ рассматривается короткий цуг (или радиоимпульс) с амплитудой F_s , длительностью τ_s много меньше времени релаксации детектора, заполненный осцилляциями порядка резонансной частоты ω_0 , при этом амплитуда эквивалентной ГВ силы $F_s = 0.5m\omega_0 L h_0$ пропорциональна вариациям метрики h_0 переносимых ГВ. Тепловые колебания детектора являются белым шумом, индуцированным случайной силой Найквиста $F_T(t)$ со спектральной интенсивностью $N_0 = 4mkT\delta$, которая зависит от температуры и величины потерь детектора заданных показателем затухания $\delta = 1/\tau_r$, связанного с добротностью детектора $Q \gg 1$. Выходная переменная оптоакустического гравитационного детектора может быть записана в виде аддитивной смеси “сигнала с шумом” $y(t) = s(t) + n(t)$.

Процедура оптимальной фильтрации сигнала состоит в пропускании смеси через линейный фильтр с многофакторной передаточной функцией. Ее поэтапные ступени сводятся к “винеровскому” и согласованному фильтрам. Первый этап — переход от $y(t)$ к $x(t)$, убирает избыточный шум измерительных цепей; второй — реализует оптимальное выделение на фоне теплового шума. В итоге оптимальная наблюдаемая $z(t)$ сводится (для коротких ГВ сигналов $\tau_s \ll \tau_r$) к финальной процедуре разностного звена $z(t) = x(t) - x(t - \tau_s)$ для комплексной огибающей узкополосного процесса. На практике такая огибающая может быть построена через квадратурные компоненты выходной реализации $z(t)$.

3.2. Геофизические приложения ОГРАН

Редукция случайного фона выбросов выходного сигнала ОГРАН осуществляется с помощью гравитационного градиометра УЛИТКА, установленного в той же подземной лаборатории БНО и контролирующего уровень сейсмо-гравитационного фона. Чувствительность УЛИТКИ на два порядка меньше чувствительности ОГРАН, она недостаточна для регистрации астрофизических событий. Ее выбросы могут иметь лишь геофизическую природу. Схема анти-совпадений с выбросами ОГРАН входит в методику отбора кандидатов на астрофизические сигналы, эффективно понижая шумовой фон “подозрительных” выбросов на этой антенне. Наоборот, выбросы, ОГРАН совпадающие с сигналами УЛИТКИ, дают измерение высокочастотного грави-градиентного фона ньютоновских шумов в штольне БНО. Для их селекции и измерения необходима специальная компьютерная программа, равно как для управления и автоматического восстановления рабочего режима ОГРАН после возможных срывов. Мониторинг высокочастотных всплесков гравитационного градиента, имеющих земное происхождение, важен для уточнения физики геодинамических процессов во внутренних земных структурах и потенциально ведет к методике более раннего прогноза возможных катаклизмов за счет ньютоновских предвестников, распространяющихся со световой скоростью [25].

3.3. Детектор БПСТ и нейтринная регистрация коллапсов

В БНО регистрация нейтринных сигналов, сопровождающих появление коллапсирующих звезд в нашей Галактике, входит в программу наблюдений Баксанского Подземного Сцинтилляционного Телескопа (БПСТ) (engl. BUST). Этот крупногабаритный детектор с размерами $(17 \times 17 \times 11)$ м³ расположен в подземной лаборатории, защищенной от потоков космических частиц горной породой, соответствующей 850 м водного эквивалента [18].

Конструктивно БПСТ состоит из четырех горизонтальных и четырех вертикальных плоскостей, заполненных ячейками (счетчиками) жидкостных сцинтилляторов. Полное число счетчиков 3184 с общей массой сцинтиллятора 330 т. Каждый счетчик представляет собой алюминиевую емкость размером $(0.7 \times 0.7 \times 0.3)$ м³, заполненную уайт-спиритом (C_nH_{2n+2} ; $n = 9$). Однако в программе “коллапс” используются только часть наиболее защищенных (внутренних) счетчиков, количеством 1200 при массе мишени 130 т. Благодаря улучшенной защите они имеют относительно низкий темп счета фоновых событий: $f = 0.02$ с⁻¹.

Большинство событий, которые БПСТ регистрирует от взрыва SN, представляют собой реак-

ции обратного бета-распада: $\nu_e + p \rightarrow n + e^+$. Взаимодействие электронного антинейтрино с протоном мишени порождает нейтрон и позитрон. При типичной средней энергии антинейтрино $E = 12\text{--}15$ МэВ, пробег рожденного позитрона e^+ будет заключен, как правило, в объеме индивидуально-го счетчика. Следовательно, сигнал от SN будет проявляться как серия событий, когда на установке из общего числа ячеек срабатывает только один счетчик (“одиночное событие”).

Таким образом, стратегия поиска нейтринной вспышки на БПСТ заключается в регистрации кластера (группы) одиночных событий в течение временного интервала $\tau = 20$ с, представляющего оценку длительности нейтринной вспышки от SN. Для SN на расстоянии 10 кпк полная энергия, излучаемая в нейтрино, составляет $3 \cdot 10^{53}$ эрг. При массе мишени 130 т (три нижних плоскости БПСТ), оценка ожидаемого количества событий от единичного коллапса составляет $N \sim 35$. Конечно, есть случайный фон таких событий, создаваемый радиоактивностью окружающей среды, мюонами космических лучей, ложными срабатываниями счетчиков и т. д. Фон такой, что создает кластер из $k = 8$ единичных событий с частотой 0.138 год⁻¹. При этом за 10 лет можно ожидать появление не более двух таких кластеров. Скорость образования кластеров из $k = 9$ фоновых событий уже значительно ниже и составляет $7 \cdot 10^{-3}$ год⁻¹. Отсюда следует, что кластеры с $k > 9$ не могут создаваться фоном, и, значит, являются кандидатами на регистрацию события SN.

За период с 1980 г. по 2021 г. чистое время наблюдения за коллапсами на БПСТ составило ~ 36 лет, что составляет наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке. За это время ни одного события—кандидата на коллапс звездного объекта (кластера с $k \geq 9$) зарегистрировано не было. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов в Галактике $f_c < 0.074$ год⁻¹ на 90% доверительном уровне [19]. Теоретические оценки частоты появления галактических сверхновых с коллапсом ядра дают величину приблизительно 2–5 событий в столетие.

3.4. Стратегия сепаратной регистрации коллапсаров

а) ОГРАН — обнаружение по выбросам огибающей

Процедура оптимальной фильтрации выходного сигнала детектора ОГРАН, описанная выше, фактически, приводит оператора к необходимости наблюдения возмущений или “выбросов” на выходе разностного звена $z(t) = \Delta x(t, \tau_s)$, построенного с учетом фазы квазигармонической переменной $z(t)$. В отсутствие априорной информации о моменте прихода ГВ сигнала и дополнительной

информации с каналов параллельной регистрации (multi-messenger astronomy) единственной методикой детектирования внешнего воздействия остается так называемая стратегия Неймана–Пирсона (СНП), в которой индикатором наличия воздействия служит превышение числа наблюдаемых выбросов над средним значением для порогового уровня C_α , определяемого статистикой наблюдаемой переменной. Для достаточно высоких пороговых уровней $(C/\sigma) > 1$ случайные выбросы можно считать независимыми и подчиняющимся Пуассоновскому распределению, представляющему вероятность P_k числа выбросов k , за время наблюдения T . В простейшем случае среднее число выбросов $\lambda = \langle n(C, T) \rangle$ предполагается постоянным, т.е. рассматривается поток равномерной интенсивности. При этом “пуассоновская вероятность” записывается как $P_k = \lambda^k (1/k!) \exp(-\lambda)$. На выходе детектора ОГРАН (после оптимального фильтра) имеется узкополосный гауссов случайный процесс с огибающей $z(t)$ и функцией корреляции $B(t) = \langle z(t)z(t+\tau) \rangle = \sigma^2 \rho(\tau)$, где использованы обозначения: дисперсия $\sigma^2 = \langle z^2(t) \rangle$ и коэффициент корреляции $\rho(\tau)$. Соответственно, для среднего числа превышений огибающей $z(t)$ над пороговым уровнем C за время $(0, T)$ можно использовать формулы из математических справочников.

В рамках (СНП) возможны два подхода к вынесению решения о внешнем воздействии. Первый, (стандартный подход), это слежение за случайной величиной — числом выбросов за время наблюдения T над некоторым пороговым уровнем C/σ , высота которого ограничена лишь условием независимости выбросов. Тогда статистическим критерием регистрации внешнего воздействия будет превышение наблюдаемого числа выбросов над средним значением, отвечающее высокой достоверности события (стандартно, 0.95). Это соответствует обычному правилу принятия “ненулевой гипотезы”, т.е. гипотезы “присутствия внешнего возмущения”, меняющего собственную статистику наблюдаемой переменной.

Второй подход — “критерий абсолютного максимума” — это наблюдение на высоком пороговом уровне, заданном условием одиночного “события превышения”, т.е. когда главный максимум наблюдаемой по крайней мере один раз пересекает пороговый уровень. Очевидно, что первый подход в принципе должен быть более чувствительным к слабым воздействиям, поскольку допускает работу на относительно низких уровнях. Однако степень надежности регистрации (confidence limit) ожидаемо будет больше во втором случае. В целом выбор подхода зависит от формулировки конкретной физической задачи.

б) БПСТ — обнаружение по скорости счета

Пуассоновская статистика играет принципиальную роль в обнаружении коллапса по нейтринному каналу. Индикатором является регистрация установкой БПСТ кластеров событий — заданного числа “сигнатурных (или окрашенных) нейтрино” на отрезке наблюдения T . Под сигнатурой коллапса понимается событие срабатывания только одного счетчика (одной ячейки сцинтиллятора) из общей совокупности порядка трех тысяч. Размер кластера зависит от стохастического фона случайного счета, который измеряется заранее. Пуассоновский закон дает вероятность появления фиксированного кластера. Как сказано выше для текущей версии БПСТ кластеры с числом больше 9 на отрезке $T = 20$ с крайне маловероятны. Поэтому отрезки, на которых это не выполнено, являются подозрительными. На них следует искать нейтрино от коллапсаров. Выявление подозрительных 20-ти секундных интервалов в экспериментальных данных может осуществляться двумя способами. В первом, скользящий 20-ти 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). При этом может нарушаться пуассоновский закон распределения событий. Другой вариант обработки возможен, когда кластеры событий не перекрываются. Начало каждого временного интервала совпадает с концом предыдущего. Первый интервал выбирается произвольно. В этом случае распределение кластеров по числу событий строго пуассоновское, однако возможна потеря кластера с большей множественностью из-за попадания части событий в соседний кластер. Обычно используются оба способа для взаимного контроля. “Радиус чувствительности” БПСТ составляет приблизительно 20 кпк. Эта область включает около 95% звезд нашей Галактики. Для более далеких SN число одиночных событий в кластере будет меньше девяти, в этом случае желательно исследовать корреляции с каналами регистрации другой физической природы

3.5. Алгоритм поиска нейтрино-гравитационной корреляции

Вид нейтринного сигнала, сопровождающего процесс коллапса массивной звезды обсуждался неоднократно (см, например, [20]). Наиболее активная фаза процесса развивается за короткое время порядка единиц секунд. На кривой светимости нейтрино имеется большой начальный пик и следующие за ним более слабые пики, соответствующие излучению при отскоках в процессе монотонного сжатия. Существуют также сценарии многоступенчатого коллапса с присутствием ней-

тринных импульсов на более длинных временах внутри и вне 20 с [21, 22].

В связи с этим разумно исследовать алгоритмы совместной регистрации событий, в которых пачки нейтринных импульсов, значимо коррелируют во времени с выбросами гравитационного детектора. Фактически подобный алгоритм был использован при обработке нейтрино-гравитационных данных, полученных от сверхновой SN 1987A [24, 26].

При таком подходе реперными точками считаются моменты $t_k^*(E)$ появления “нейтринных сигналов” БПСТ на “подозрительных наблюдательных интервалах” $\Delta T = T_2 - T_1 \sim 20$ с, фиксирующих аномально повышенную скорость счета “нейтринного фона” (обозначение $t_k^*(E)$ принято, чтобы подчеркнуть возможность оценки также магнитуды нейтринного события).

Далее, на тех же временных интервалах исследуются сигналы гравитационного детектора ОГРАН. Предполагается, что гравитационные возмущения (выбросы) могут опережать (или сопровождать) нейтринные сигналы. Для модели ГВ излучения в виде цуга длительностью τ_s момент появления гравитационного всплеска будет оцениваться как

$$t_k = (t_r^*(E) + \tau_s + \tau),$$

где τ — некоторый сдвиг между нейтринными и гравитационными событиями, ограниченный рамками некоторого $\tau_{\max}$ (конкретный диапазон сдвигов выбирается с использованием астрофизических моделей коллапса).

На выходе ОГРАН “гравитационный отклик” представляются суммой k возмущений,

$$z(t_r, \tau_s) = x(t_r) - x(t_r - \tau_s) = \Delta x(t_r),$$

возникших на интервале наблюдения на фоне гауссова шума $n(t)$. Упрощенный вариант модели содержит также предположение о подобии (равенстве длительностей) отдельных возмущений (импульсов) и универсальности сдвигов запаздывания между гравитационными и нейтринными сигналами. Кроме того, рассматриваемые нейтрино-гравитационные события считаются независимыми.

Критерий максимума отношения правдоподобия удобно применить, поскольку его математический аппарат хорошо разработан для задач обнаружения на фоне гауссова шума. В частности, известно, что для узкополосного нормального шума (модель детектора ОГРАН) логарифм отношения правдоподобия $\Lambda(z)$ пропорционален квадрату огибающей $R(t)$ на выходе оптимального (согласованного) фильтра. Для одиночного k -го возмущения запишем

$$\ln \Lambda_k(z) \approx R^2[t_k^*(E) + \tau].$$

В случае пачки из $1 \leq k \leq M$ импульсов имеем сумму

$$\ln \Lambda(z) = \sum_{k=1}^M \ln \Lambda_k(z) = \sum_{k=1}^M R^2(t_k^* + \tau).$$

Процедура вынесения суждения о наличии (отсутствия) “нейтрино-гравитационной корреляции” соответствует отысканию максимума интегрального (для пачки) отношения правдоподобия при вариации временного сдвига между нейтрино-гравитационными событиями τ . Нормированное значение этого максимума определяет случайную величину, т.н. “достаточную статистику” $D = [\ln \Lambda(z)]_{\max} / \sigma^2$, сравнение которой с порогом C_α дает суждение о корреляции. Для расчета порога требуется знание функции распределения достаточной статистики D . Примем во внимание, что при гауссовом шумовом фоне статистика переменной $R^2(\tau_k + \tau) / \sigma^2$ подчиняется “хи-квадрат” распределению, для которого интегральная плотность вероятности $F_1(x)$ известна. Конкретно имеем: $F_1(C_\alpha) = (1 - \alpha)^v$, где $v = \tau(-\rho_0)^{1/2}$.

Чтобы уйти от вычислений коэффициента корреляции ρ_0 и его производных, используем далее приближенный расчет плотности вероятности абсолютного максимума достаточной статистики D в [26]. Это дает оценку

$$P(D \leq C_\alpha) \approx \left[\Gamma(n, C_\alpha / \sigma^2) / \Gamma(n) \right]^m,$$

где $\Gamma(n, C_\alpha / \sigma^2)$ — полная и $\Gamma(n)$ — неполная гамма-функции. При этом пороговый уровень определяется уравнением $\Gamma(n, C_\alpha / \sigma^2) = (1 - \alpha)^{1/m} \Gamma(n)$; $m = \tau_{\max} / \tau_s$ — диапазон сдвигов.

Представленный алгоритм, кроме расчета вероятности наличия корреляции дает также оценку запаздывания нейтринного сигнала относительно гравитационного и, тем самым, оценку массы покоя нейтрино (при световой скорости ГВ). Полное описание алгоритма опубликовано в [27].

Заканчивая изложение методов и подходов к данному исследованию, следует заметить, что проведенный анализ проблемы является, конечно, упрощенной схемой первого приближения. В частности, он ограничен предположениями, что рассматриваемые пуассоновские потоки однородны (с постоянной средней частотой следования импульсов) как однородно и запаздывание между нейтринными и гравитационными сигналами. Модель, в которой поток нейтринных сигналов имеет переменную во времени среднюю частоту следования импульсов, по-видимому, будет более адекватной физике работы БПСТ в режиме “поиск коллапсаров”. Однако это заметно услож-

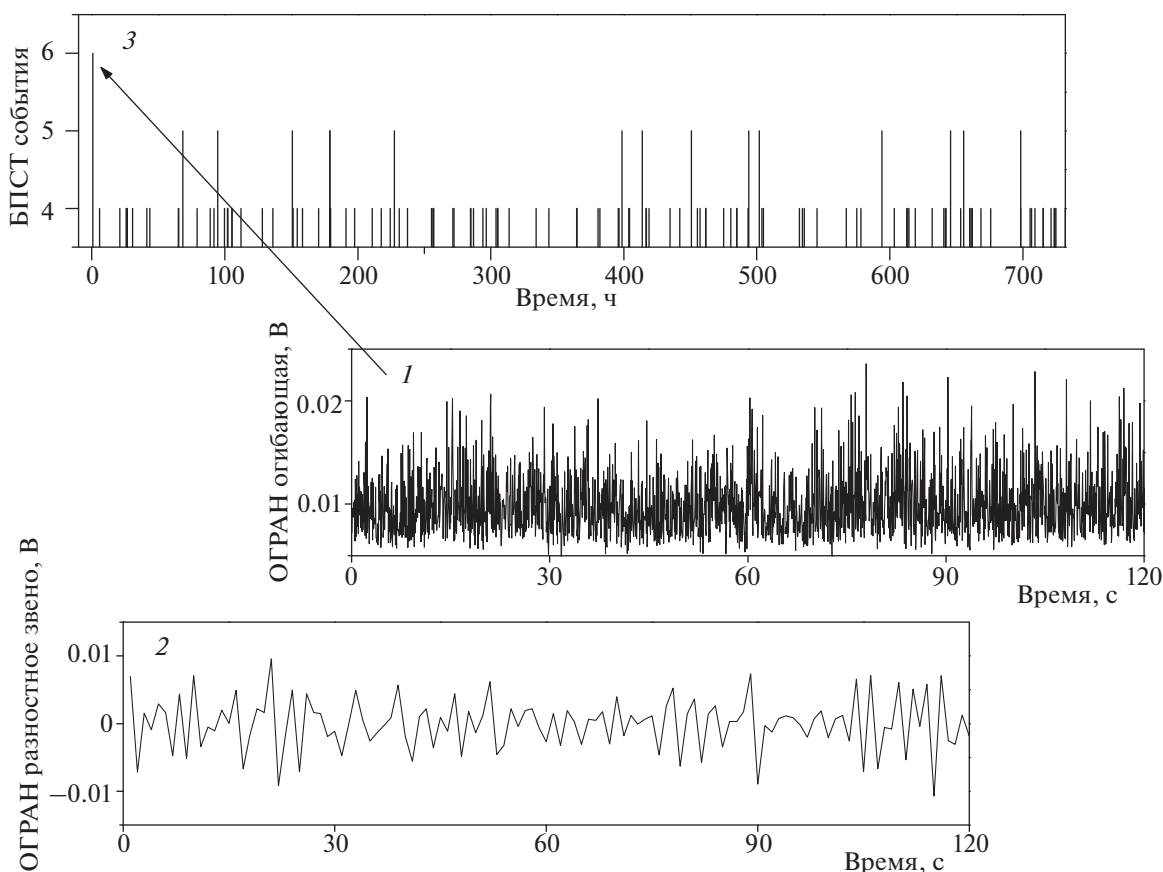


Рис. 1. 1 – огибающая сигнала ОГРАН на интервале, в котором было зарегистрировано 6 событий БПСТ; 2 – сигнал ОГРАН после оптимальной фильтрации (разностного звена) на том же интервале (1); 3 – распределение нейтринных событий БПСТ во времени (по вертикали число событий на интервалах в 20 с).

нит расчеты статистических характеристик обнаружения такой схемы.

3.6. Пробные тесты корреляционных алгоритмов

Практическая отработка алгоритмов поиска двухканальных корреляций была проведена на временных отрезках конечной длительности с реальными выходными сигналами детекторов ОГРАН и БПСТ. Иллюстрации с комментарием представлены на рис. 1, 2.

Для более детальной обработки был выбран временной отрезок между метками 1123–1855 ч, содержащий интервал 20 с, в котором наблюдалось 6 нейтринных событий.

МАССИВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Получена выборка пар (X, Y) нейтрино-гравитационных событий. Вначале определяется x_i – количество событий на нейтринном детекторе БПСТ в интервале 20 с; параллельно на гравитационном

детекторе ОГРАН определяются значения y_j – количество выбросов за порог 1.5σ (и 3.5σ) синхронных с БПСТ или с возможным сдвигом τ . В простейшей обработке, приведенной ниже, экстремум по величине временного сдвига не вычислялся. При этом расчет статистик по эмпирическим данным дал

Среднее:

$$M(X) = \sum(x_i)/n = \sum n(x_k)x_k = 4.12632;$$

$$M(Y) = \sum(y_j)/n = \sum n(y_k)y_k = 5.96842.$$

Дисперсия:

$$D(X) = \sum(x_i - M(X))^2 / (n - 1) =$$

$$= \sum n(x_k)(x_k - M(X))^2 = 0.13281;$$

$$D(Y) = \sum(y_j - M(Y))^2 / (n - 1) =$$

$$= \sum n(y_k)(y_k - M(Y))^2 = 10.3075.$$

Стандарты:

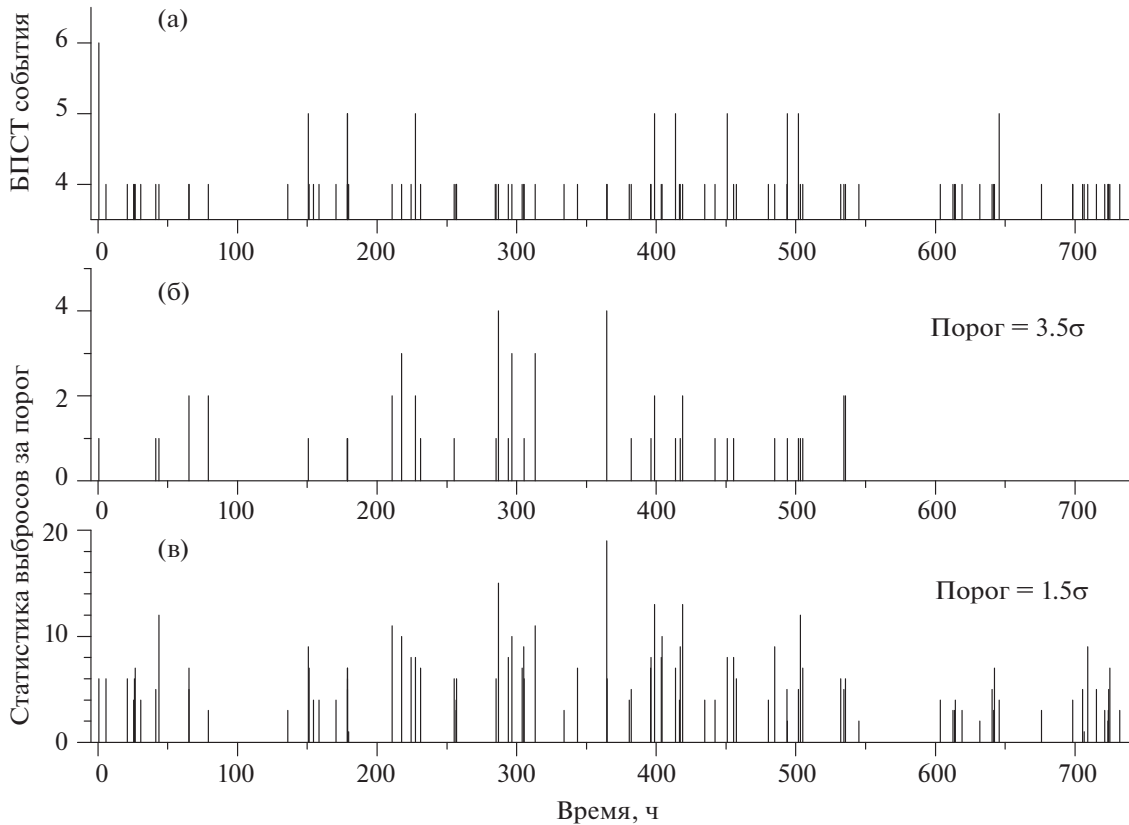


Рис. 2. (а) Эволюция числа нейтринных событий детектора БПСТ (BUST) на последовательных временных интервалах длительностью в 20 с. (б, в) Эволюция числа гравитационных событий (выбросов за пороги 3.5σ и 1.5σ) детектора ОГРАН на синхронных временных интервалах длительностью в 20 с.

$$S(X) = \sqrt{D(X)} = 0.36443;$$

$$S(Y) = \sqrt{D(Y)} = 3.21053.$$

Коэффициент корреляции:

$$\begin{aligned} r_{XY} &= \sum (x_k - M(X)) \times \\ &\times (y_k - M(Y)) / (S(X)S(Y)(n-1)) = \\ &= \sum (n_{ij}x_i y_j) - nM(X)M(Y) = 0.01132. \end{aligned}$$

Гипотеза о наличии (или отсутствии) корреляции между случайными цепочками x_i, y_j проверялась с использованием критерия Стьюдента. Для проверки конкурирующих гипотез H_0 (нет корреляции) против гипотезы H_1 (есть корреляция) следует вычислить наблюдаемое значение случайной переменной $t_0 = r_{XY} \sqrt{n-2} / \sqrt{1-r_{XY}^2}$ с $k = n-2$ степенями свободы. При выбранном уровне значимости $\alpha = 0.05$ и $n = 95$ (20 с интервал с числом нейтринных событий 6 и прилегающие к нему интервалы до и после) подсчет дает $t_0(\alpha, k) \approx 0.109173$. Из таблиц статистики Стьюдента следует, что критическая квантиль находится в границах $1.98 < t_0 < 2.0$, т.е. на порядок больше полученного эксперимен-

тального значения. Таким образом следует принять гипотезу об отсутствии значимой корреляции между цепочками нейтринных и гравитационных данных в нашем иллюстративном примере. Очевидно, однако, что был использован упрощенный алгоритм без оптимизации наблюдаемой по величине взаимного временного сдвига нейтрино-гравитационных данных.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнение изложенной выше программы позволит получить новые научные сведения, в том числе:

1. Новые данные долговременных наблюдений за статистикой галактических релятивистских коллапсов на теоретически оправданном уровне чувствительности. Установление новой верхней границы для событий указанного типа на основе параллельного (двухканального нейтрино-гравитационного) мониторинга коллапсирующих объектов.

2. Новые данные по статистике ньютоновских высокочастотных вариаций гравитационного гра-

диента в подземных туннелях БНО ИЯИ РАН. Эмпирическая оценка сравнительной эффективности “сайта” БНО по отношению к европейским конкурентам, предлагаемым для размещения гравитационных детекторов 3-го поколения. Эти же данные представят материал для уточнения и дополнения картины геодинамических процессов внутренней земли, порождающих высокочастотные компоненты ньютоновского гравитационного шума.

3. Новые экспериментальные данные по использованию прецизионных оптических измерителей (резонаторы ФП высокой резкости) в гравитационных экспериментах с пробными телами.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят сотрудников ИЯИ РАН Л.Б. Безрукова, В.Б. Петкова и И.И. Ткачева за внимание к работе, консультации и помощь в поддержании экспериментальных установок на ПК-14 в подземных условиях БНО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A.* Gravitation. 1973. San Francisco: Freeman W.H. and Company.
2. *Joshi P.S.* Gravitational Collapse and Space-Time Singularities. 2007. Cambridge: Cambridge Univ. Press.
3. *Fryer C., New K.C.B.* // Living Rev. Relativ. 2011. V. 14. P. 1.
4. *Gossan S.E. et al.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93 (4). P. 042002.
5. *Mayle R., Wilson J.R., Schramm D.N.* // Astrophys. J. 1987. V. 318. P. 288–306.
6. *Бисноватый-Коган Г.С., Моисеенко С.Г.* // Усп. физ. наук. 2017. Т. 187. С. 906–914.
7. *Abbott B.P. et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 061102.
8. *Abbott B.P. et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 241103.
9. *Abbott B.P. et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 221101.
10. *Abbott B.P. et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 141101.
11. *Abbott B.P. et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 161101.
12. <https://dcc.ligo.org/public/0177/T2100289/005/OBS-WP21-public.pdf>
13. *Rudenko V., Andrusenko S., Krichevskiy D., Manucharyan G.* // Universe. 2020. V. 6 (9). P. 140. <https://doi.org/10.3390/universe6090140>
14. *Rudenko V., Andrusenko S., Krichevskiy D., Manucharyan G.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2081. P. 012011.
15. *Bagaev S.N. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 114.
16. *Bagaev S.N., Bezrukov L.B., Kvashnin N.L. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2015. V. 58 (2). P. 257–267.
17. *Руденко В.Н., Квашинин Н.Л., Луговой А.А., Оreshkin С.И., Попов С.М., Самойленко А.А., Скворцов М.Н., Юдин И.С.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2020. Т. 11 (3). С. 152–161 [*Rudenko V.N., Kvashnin N.L., Lugovoi A.A., Oreshkin S.I., Popov S.M., Samoylenko A.A., Skvortsov M.N., Yudin I.S.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 1682–1690].
18. *Novoseltsev Y. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2017. V. 125. P. 73–79.
19. *Новосельцев Ю.Ф. и др.* // Журн. эксп. теор. физ. 2017. Т. 152 (1). С. 89–96.
20. *Adams S.M. et al.* // Astrophys. J. 2013. V. 778 (2). P. 164.
21. *Dimmelmeier H., Ott C., Janka H., Marek A., Müller E.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98 (25). P. 251101.
22. *Имшенник В.С., Надежин Д.К.* // Усп. физ. наук. 1988. Т. 156 (4). С. 561.
23. *Albert A. et al.* // Astrophys. J. 2022. V. 934. P. 164–185.
24. *Alexeyev E.N. et al.* // Phys. Lett. B. 1988. V. 205. P. 209.
25. *Vallée M. et al.* // Science. 2017. V. 358 (6367). P. 1164–1168. <https://doi.org/10.1126/science.aao0746>
26. *Aglietta M. et al.* // Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 1321.
27. *Andrusenko S. et al.* // Universe. 2022. V. 8 (9). P. 446–458. <https://doi.org/10.3390/universe8090446>

Search for Neutrino–Gravitational Correlations on the OGRAN and BUST Underground Detectors

S. I. Oreshkin^{1, *}, Yu. M. Gavriluk^{1, 2}, A. V. Gusev¹, N. L. Kvashnin³, A. A. Lugovoy³, S. M. Popov¹, V. N. Rudenko^{1, 2, **}, V. V. Semenov¹, and I. A. Syrovatsky¹

¹ *Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

² *Baksan Neutrino Observatory, Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Neutrino, Elbrus district, Republic of Kabardino-Balkaria, 361609 Russia*

³ *Institute of Laser Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

*e-mail: Sioresh@yahoo.com

**e-mail: Valentin.Rudenko@gmail.com

Received June 1, 2024; revised July 4, 2024; accepted July 15, 2024

Abstract—The strategy for detecting collapsing stars in the Galaxy using a pair of instruments including the OGRAN optoacoustic gravitational detector and the BPST neutrino scintillation telescope, located in the ground laboratories of the Baksan Neutrino Observatory, Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences is discussed. A key element of the strategy is the search for correlated responses from both detec-

tors, the so-called. search for “neutrino-gravitational correlations.” The efficiency of various algorithms for joint data processing, including analysis of the SN1987A event, is assessed. The processing technique is illustrated using the current output signals of the mentioned instruments.

Keywords: multichannel astronomy, gravitational waves, gravitational detectors, neutrino radiation, gravitational collapse, cosmic rays, relativistic stars, relativistic catastrophes, neutrino telescopes