

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДК 539.123

ОТЧЕТ
О НАУЧНО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ:
ПОИСК НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО ОТ
АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
БОРЕКСИНО

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. А. Литвинович

Выполнил

_____ И. Н. Жутиков

Москва 2021

Оглавление

1	Введение	2
2	Детектор Борексина	2
3	Быстрые радио-всплески	4
3.1	Выбор временного окна и данных по всплескам	4
3.2	Рассеяние нейтрино на электронах	5
3.3	Обратный бета-распад	7
3.4	Анализ и сравнение полученных результатов	9
3.5	Итоговый результат по поиску нейтрино от FRB	11
4	Гамма-всплески	12
4.1	Отбор гамма-всплесков и анализ данных	13
4.2	Рассеяние нейтрино на электронах	13
4.3	Обратный бета-распад	14
4.4	Итоговый результат по поиску нейтрино от GRB	17
5	Всплески гравитационных волн	18
5.1	Отбор всплесков гравитационных волн и анализ данных	18
5.2	Рассеяние нейтрино на электронах	19
5.3	Обратный бета-распад	19
5.4	Итоговый результат по поиску нейтрино от всплеска гравитационных волн	19
6	Быстрый голубой оптический переходный процесс	20
6.1	Отбор и анализ данных	23
6.2	Рассеяние на электронах	23
6.3	Обратный бета-распад	24
6.4	Итоговый результат по поиску нейтрино от FBOT	24
7	О новом способе поиска нейтрино от космических объектов	25
8	Заключение	28
9	Приложение	29
	Список использованных источников	39

1 Введение

В последнее время большое развитие получило такое направление в науке о космосе как многоканальная астрономия. Многоканальная астрономия оперирует одновременным наблюдением событий различными способами, через нейтрино, гравитационные волны, космические лучи и электромагнитное излучение по широкому диапазону длин волн. Собирая данные таким способом можно лучше изучить события на которые, на данный момент, имеются весьма не однозначные взгляды, как, например, те же самые быстрые радио-всплески о которых речь пойдёт ниже. А так же лучше изучить свойства частиц пришедших от них, так как такие космические события на сегодняшний день по сути являются единственными источниками больших потоков настолько высокоэнергичных частиц, например, взрыв сверхновой в 1987 году, являющийся одним из первых многоканальных наблюдений, по которому, помимо усовершенствования теории об эволюции звезд, была произведена оценка массы нейтрино. Сейчас же, например, по наблюдениям гамма-всплесков, гамма излучения и задержанного нейтринного сигнала, предпринимаются попытки установить ограничения на массу нейтрино [1], наблюдение нейтрино от блазара детектором IceCube [2] позволили лучше понять природу этого рода астрофизических объектов или наблюдение гамма-всплеска GRB170817A, последовавшего за гравитационной волной GW170817 [3], позволившее точнее определить источник этого события и подтвердить теорию об образовании коротких гамма-всплесков. Можно привести еще множество различных открытий, совершенных подобным образом, а учитывая все более и более совершенствующиеся детекторы, в будущем их станет в разы больше. Настоящая работа посвящена поиску нейтринного сигнала от ряда различных, еще плохо изученных, типов объектов: FRB (Fast Radio Burst), GRB (Gamma Ray Burst), GW (Gravitational Wave), FBOT (Fast Blue Optical Transient).

2 Детектор Борексино

Для начала необходимо описать сам нейтринный телескоп. Борексино - нейтринный детектор на основе жидкого органического сцинтиллятора (ЖОС), созданный для спектроскопии низкоэнергетических нейтрино от Солнца. Детектор располагается в зале С подземной Национальной лаборатории Гран-Сассо Национального Института Ядерной Физики Италии (INFN LNGS) в центральной Италии на глубине 3800 м водного эквивалента. Основной особенностью детектора является беспрецедентно высокая степень радиохимической чистоты сцинтиллятора и конструкционных материалов, столь необходимая в низкоэнергетических экспериментах. Благодаря этому энергетический порог Борексино составляет всего ≈ 200 кэВ. Устройство детектора схематично изображено на рисунке 1. Мишенью Борексино служат 278 тонн ЖОС, заключённые в тонкой (125 мкм) нейлоновой

сфере радиусом 4.25 м. Внутренняя сфера со сцинтилятором расположена внутри другой нейлоновой сферы радиусом 5.5 м, заполненной несцинтилирующей жидкостью. Две концентрические нейлоновые сферы находятся внутри стальной сферы радиусом 6.85 м, которая также заполнена несцинтилирующим составом. На стальной сфере установлены 2212 восьмидюймовых ФЭУ, изготовленных из низкорadioактивных материалов. Стальная сфера расположена внутри цилиндрического бака радиусом 9 м и высотой 16.9 м, содержащего 2100 м³ сверхчистой воды, экранирующей чувствительный объем от радиоактивности окружающих пород. Внутри водяного бака установлены 208 ФЭУ (внешний черенковский детектор), обеспечивающих активное veto детектора от мюонов космических лучей (при этом поток мюонов значительно подавлен благодаря подземному расположению детектора). В Борексине существует 2 системы сбора данных. Первичная система электроники считывает все 2212 канала индивидуально, она оптимизирована для более низких энергий вплоть до нескольких МэВ. Вторая система (FADC) с порогом в 1 МэВ состоит из 96 быстрых оцифровщиков сигнала, каждый из которых считывает сигнал сразу с 24 фотомножителей. Более детальное описание обеих систем можно найти в [4]. Энергетическое разрешение FADC системы можно считать равным $10\%/\sqrt{E/\text{МэВ}}$. В анализе использовалась система сбора данных FADC так, как она оптимизированная для больших энергий, большинство моделей исследуемых объектов предполагают появление нейтрино энергий порядка 5-20 МэВ, и обладает продвинутой системой отбора мюонов и системой определения электронных шумов.

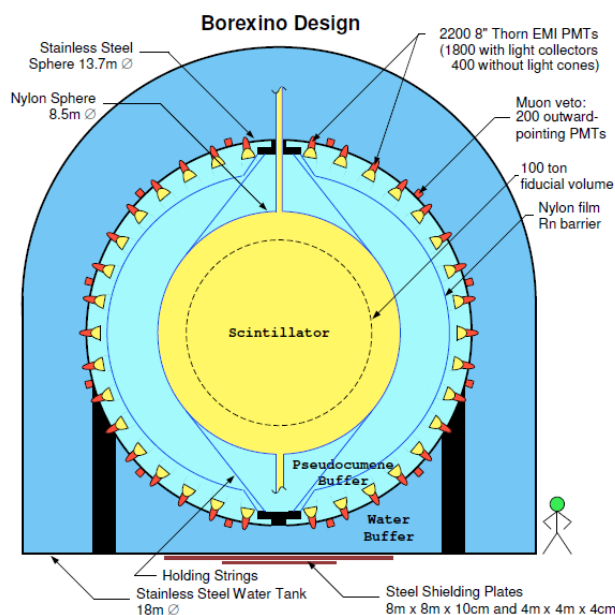


Рисунок 1 – Схематическое устройство детектора Борексина

3 Быстрые радио-всплески

Быстрые радио-всплески (FRB) - высоко энергетические астрономические события, выделяется энергия порядка 10^{37} эрг, сопровождающееся коротким, от долей до нескольких мили секунд, радио-всплеском в районе 1400 МГц. До июля 2020 года в целом вообще не было понятно как именно могут образовываться подобные всплески, всего насчитывалось примерно 35 различных теорий [5], от весьма необычных таких как гигантских молний на магнетарах или "звездотрясений некой сейсмической активности на поверхности пульсара, до вполне обычных, например, слияния или взаимодействия различных объектов наподобие черных дыр и нейтронных звезд. Ни одна из этих теорий не была подтверждена какими либо наблюдениями, пока в мае 2020 года не удалось провести совместное наблюдение серии очень ярких FRB на радио телескопах CHIME и STARE2 и сопутствовавших им гамма-всплесков на гамма телескопе INTEGRAL. По данным наблюдений был определен источник всплесков, им оказался магнетар SGR 1935+2154 [6]. Таким образом, были получены указания в пользу версий образования FRB, связанных с магнетарами и происходящими на них процессами. Поэтому подробнее рассмотрим эти теории.

Одним из механизмов, с помощью которого магнетар мог бы образовать мощный всплеск когерентного радиоизлучения, может являться магнитодрейфовое излучение, возникающее при движении заряженных частиц вдоль искривленной силовой линии, вследствие чего они излучают, как если бы они вращались по орбите, как при синхротронном излучении [7]. Другой наиболее распространённой теорией является синхротронное мазерное излучение, возникающее на фронте ударной релятивистской волны, при условии намагниченности потоков плазмы [8]. Подобные ударные волны могут быть вызваны переходными выбросами из магнетара, сталкивающимися с внешней средой на ультрарелятивистских скоростях. Такой средой может быть барионно-насыщенный ветер, состоящий из остатков прошлых вспышек [9] или, например, горячая туманность, оставшаяся от взрыва сверхновой [8]. Данная модель считается наиболее правдоподобной, так как отношение флюенсов гамма и радио излучений, как и форма с положение максимума для гамма спектра хорошо согласуются с этой моделью. Достаточно важным следствием данной модели должен быть нейтринный всплеск, вызванный взаимодействием релятивистских протонов с синхротронными фотонами ($p\gamma$ - нейтрино) [10].

3.1 Выбор временного окна и данных по всплескам

В данной работе использовались данные за период с 2009 по 2019 год, доступные на сайте каталога быстрых радио-всплесков¹ [11]. Данный, постоянно обновляющийся, ката-

¹<http://www.frbcat.org>

Таблица 1 – Отобранные FRB

FRB	F, Ян · мс	z
FRB171020	200	0.06
FRB180430	177	0.08
FRB171213	133	0.1
FRB180212	96	0.11

лог содержит информацию обо всех когда-либо достоверно зафиксированных FRB, такую как координаты источника, примерную выделившуюся энергию, предполагаемое красное смещение, а так же ссылки на работы, опубликованные по данным всплескам.

Из-за того, что количество радио-всплесков оценивается как 10^4 в день, однако зафиксировать удаётся лишь малую долю от всех всплесков, рассматривались только всплески с флюенсом более 91.5 Ян · мс, количество которых оценивается как 8 ± 2.3 в день [12]. В итоге для анализа было выбрано временное окно для сигнала ± 170 с и для фона $[-340; -170] \cup [170; 340]$ с в которые с 90% вероятностью не попадают другие вспышки с такими флюенсами. Для отбора FRB была произведена оценка на время задержки нейтринного сигнала по отношению к электромагнитному, используя формулу 1 для времени задержки, учитывающую зависимость параметра Хаббла от времени [13].

$$\Delta t = \frac{1 m_\nu^2}{2 E_\nu^2} \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')^2 H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + (1+z')^3 \Omega_m}} \quad (1)$$

Где m_ν масса нейтрино, E_ν энергия нейтрино, Δt время задержки, z красное смещение, $H_0 = 67.3 \frac{\text{км}}{\text{с}} \text{Мпк}^{-1}$ постоянная Хаббла, $\Omega_\Lambda = 0.685$, $\Omega_m = 0.315$. В результате из 192 всплесков было отобрано 4, для которых максимальное время задержки, соответствующее минимальной энергии нейтрино $E = 1$ МэВ, было меньше временного окна для сигнала и которые попали в рабочее время детектора вместе со своим временным окном более чем на 95%. Список отобранных для анализа FRB приведен в таблице 1

3.2 Рассеяние нейтрино на электронах

Для нахождения предела через рассеяние на электронах искалось превышение одиночных событий с энергией больше 1 МэВ, соответствующих рассеянию нейтрино на электроны, в окне для сигнала над уровнем фона в соответствующем окне. Гистограммы, показывающие количество событий в зависимости от времени до всплеска и распределение событий по энергиям приведены на рисунке 20 в приложении.

Рассеяние моноэнергетических нейтрино с энергией E_ν на электронах даёт непрерывный, схожий с Комптоновским, спектр с максимальной энергией $T_\nu^{max} = 2E_\nu^2 / (m_e + 2E_\nu)$.

Тогда верхний предел на флюенс нейтрино может быть вычислен по следующей формуле:

$$\Phi_\nu(E_{nu}) = \frac{N_{90}^{\nu e}(E_\nu)}{N_e \sigma_{eff}(E_\nu)} \quad (2)$$

где $N_e = 8.8 \cdot 10^{31}$ число электронов в сцинтиляторе Борексина, $\sigma_{eff}(E_\nu)$ эффективное сечение взаимодействия для нейтрино с энергией E_ν , зависящее от энергии T зарегистрированного электрона отдачи. Эта энергия принадлежит промежутку $(T_{th}; T_\nu^{up})$, где $T_\nu^{up} = T_\nu^{max} + \sigma_T$, σ_T – энергетическое разрешение детектора, в нашем случае $\sigma_T = 10\% / \sqrt{E/\text{МэВ}}$.

Полное эффективное сечение может быть выражено как:

$$\sigma_{eff} = \int_{T_{th}}^{T_\nu^{up}} F(T) dT \quad (3)$$

где

$$F(T) = \int_{T^-}^{T^+} \frac{d\sigma(E_\nu, T')}{dT'} G(T', \sigma(T'); T) dT'. \quad (4)$$

Функция Гаусса $G(T', \sigma(T'); T)$ учитывает здесь конечное энергетическое разрешение детектора, где пределы $T^\pm = T \pm 3\sigma_T(T)$ соответственно. $N_{90}^{\nu e}$ – 90% доверительный предел на количество событий, относящихся к радио-всплескам, приходящихся на один всплеск, для нейтрино с энергией E_ν . Этот предел может быть рассчитан по процедуре Фельдмана-Казинса. N_{in} и N_{bkg} здесь это количество всех событий в интервале $(T_{th}; T_\nu^{up})$ за все суммарное время наблюдения в окнах для сигнала и для фона соответственно. При расчёте считается, что все зафиксированные детектором события вызваны одним, определённым типом нейтрино.

Все расчёты были проведены для каждой из энергий E_ν в диапазоне от 1.5 МэВ до 5 МэВ с шагом в 0.5 МэВ и для $E_\nu > 5\text{МэВ}$ с шагом в 1 МэВ. Граница интегрирования T_{th} из выражения 3 была выбрана равной 1 МэВ. Сечение рассеяния в формуле 4 было рассчитано исходя из стандартной электрослабой модели по формуле 5 для нейтрино и по формуле 6 для антинейтрино [14].

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G^2m}{\pi} \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{E_\nu^2} \right] \quad (5)$$

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G^2m}{\pi} \left[g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{E_\nu^2} \right] \quad (6)$$

Коэффициенты g_L и g_R в которых:

$$\left. \begin{aligned} g_L &= \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w \\ g_R &= \sin^2 \theta_w \end{aligned} \right\} \text{Для } \nu_e \text{ и } \bar{\nu}_e$$

$$\left. \begin{aligned} g_L &= -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w \\ g_R &= \sin^2 \theta_w \end{aligned} \right\} \text{Для } \nu_{\mu,\tau} \text{ и } \bar{\nu}_{\mu,\tau}$$

Результаты вычислений представлены на рисунке 2 и в таблице 4 в приложении.

3.3 Обратный бета-распад

В Борексине электронные антинейтрино в основном детектируются по реакции обратного бета-распада $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, так как его сечение на порядок больше сечения рассеяния на электронах. Эта реакция обладает порогом $E_{\bar{\nu}} = 1.8$ МэВ. Так же она сопровождается двумя сигналами от аннигиляции позитрона и от захвата нейтрона, разделёнными временем $\tau = 254.5 \pm 1.8$ мкс. Захват нейтрона в большинстве случаев осуществляется протоном с испусканием γ кванта с энергией 2.22 МэВ, но он также может быть захвачен на ^{12}C с испусканием 4.95 МэВ γ кванта. Энергия нейтрино в данной реакции определяется следующим соотношением $E_{\bar{\nu}} = E_p + 0.784$ МэВ, где E_p энергия мгновенного события. Общее время всех использованных данных, время от мюонов вычтено, составляет 2007.9 дня. При отборе искались события, разделенные промежутком времени не более 1280 мкс, что соответствует пяти средним временам захвата нейтрона. При этом энергия первого, мгновенного, события должна быть больше 0.8 МэВ, а энергия второго, задержанного,

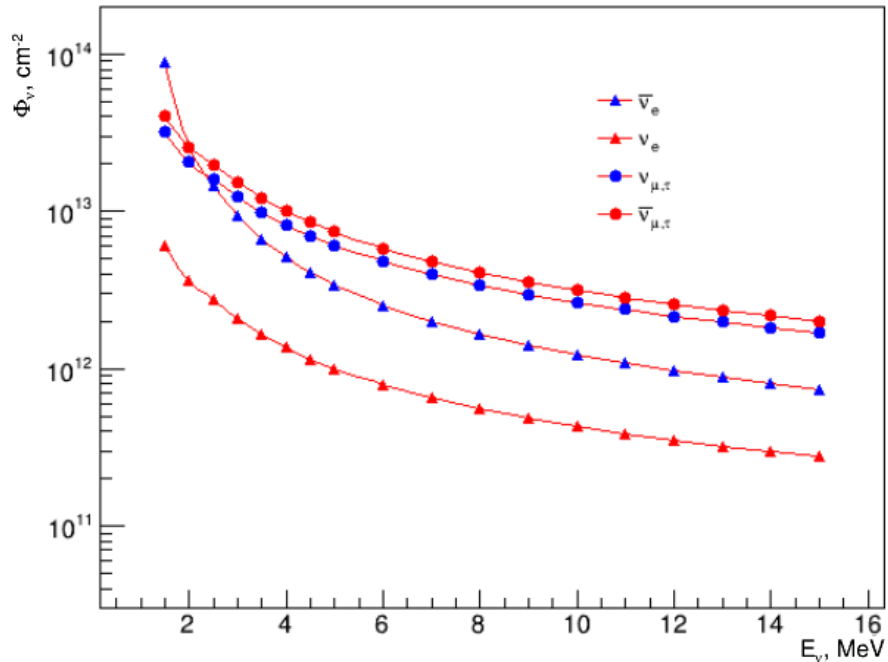


Рисунок 2 – Верхний предел на флюенс всех типов нейтрино

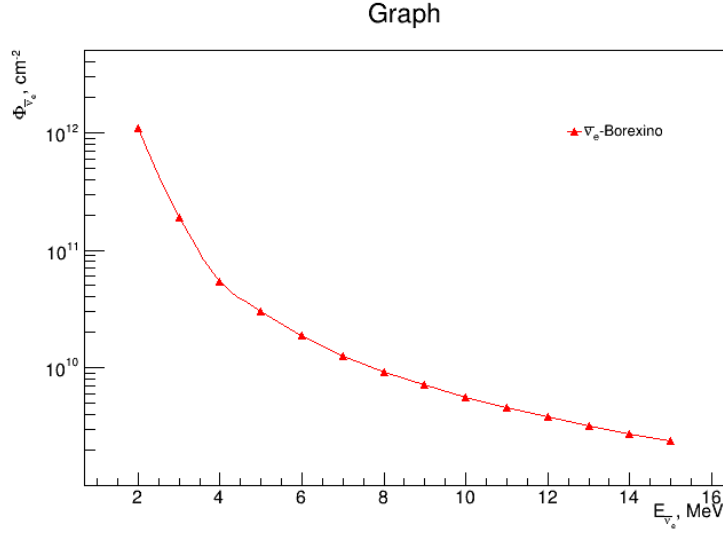


Рисунок 3 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино

события должна быть в диапазоне от 1.4 МэВ до 5.5 МэВ. Также чтобы уменьшить фон от не задетектированных мюонов, отбрасывались события если в течении 2 мс до или после мгновенного или задержанного событий были события с энергией больше 1 МэВ. Подробнее отбор антинейтрино по обратному бета-распаду описан в [15]. Все события от антинейтрино были разделены на промежутки по 1 МэВ и все дальнейшие расчёты были проделаны для каждого промежутка по отдельности.

Определение предела на флюенс было проведено аналогично [16]. Верхний 90% доверительный предел на количество событий, связанных с радио-всплесками μ_{90} , может быть рассчитан исходя из процедуры Фельдмана-Казинса [17] с использованием N_{in} и N_{bkg} , количество событий во временном окне для сигнала и для фона соответственно. Тогда предел на один всплеск будет даваться выражением:

$$N_{90}^{IBD} = \frac{\mu_{90}}{N_{FRB}} \quad (7)$$

где N_{FRB} это количество всех радио-всплесков. Предел же на флюенс антинейтрино будет определяться выражением:

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{N_{90}^{IBD}(E_{\bar{\nu}_e})}{N_p \langle \epsilon \rangle \sigma(E_{\bar{\nu}_e})} \quad (8)$$

где $N_p = 1.6 \cdot 10^{31}$ количество протонов в сцинтилляторе Борексина, $\langle \epsilon \rangle$ средняя эффективность регистрации, в ходе данной работы полагалась равной 1, $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ сечение взаимодействия для обратного бета-распада, рассчитанное аналогично [18]. Результаты всех вычислений представлены на рис. 3 и таблице 3 в приложении.

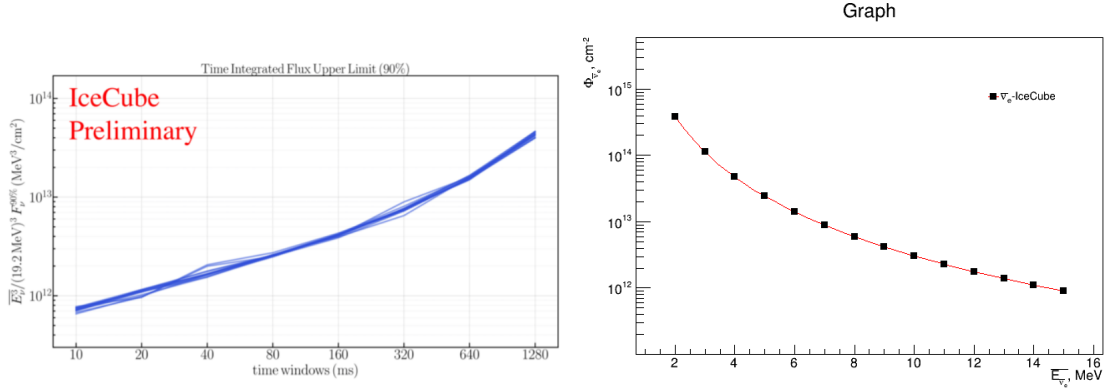


Рисунок 4 – Верхний предел полученный IceCube (слева) и их сильнейший предел для разных средних энергий (справа)

3.4 Анализ и сравнение полученных результатов

Есть еще один предел на флюенс электронного антинейтрино который был получен IceCube через обратный бета-распад [19]. Их результаты были получены из предположения, что нейтринный спектр от радио-всплесков схож со спектром от коллапса ядра сверхновой, что на момент написания ими статьи являлось весьма правдоподобной теорией, аналитически их наименьший предел можно записать как $\langle E_\nu \rangle^3 / (19.2)^3 \cdot F < 8 \cdot 10^{11} \text{MeV}^3 \text{cm}^2$, для временного окна в 10 мс. Их результаты приведены на рисунке 4.

Для сравнения наших результатов следует заметить следующее, обычно спектр от сверхновой записывают так [20]:

$$\Phi(E_\nu) = \frac{E_{tot}}{\langle E_\nu \rangle 4\pi D^2} \frac{E_\nu^\alpha e^{-E_\nu/T}}{T^{\alpha+1} \Gamma(\alpha+1)}, \quad (9)$$

где $T = \langle E_\nu \rangle / (\alpha + 1)$, E_{tot} полная энергия, выделенная в виде данного аромата нейтрино, D расстояние до сверхновой, $\langle E_\nu \rangle$ средняя энергия данного аромата нейтрино, α момент распределения. IceCube использовали $\alpha=3$, и среднюю энергию $\langle E_\nu \rangle = 15.6 \text{ MeV}$. $\langle E_\nu^3 \rangle$ это среднее от куба энергии для данного распределения оно определяется только средней энергией $\langle E_\nu \rangle$ в выражении 9. Предел, полученный IceCube для разных средних энергий, показан на рисунке 4.

Для данного спектра легко показать, что максимальный флюенс для любой средней энергии $\langle E_\nu \rangle$ приходится на $3/4 \langle E_\nu \rangle$. Действительно, подставляя T в выражение 9

$$\Phi(E_\nu) \sim \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} \quad (10)$$

и затем беря производную по энергии нейтрино и приравнивая её нулю, получим

$$3 \frac{E_\nu^2}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} - 4 \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^6} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} = 0 \quad (11)$$

что даёт нам

$$E_\nu = \frac{3}{4}\langle E_\nu \rangle \quad (12)$$

То есть предел для средней энергии $\langle E_\nu \rangle$, полученный IceCube, должен соответствовать флюенсу для энергии $3/4\langle E_\nu \rangle$. Но для любой фиксированной энергии нейтрино E_ν , значение флюенса $\Phi(E_\nu)$ будет разным в зависимости от средней энергии $\langle E_\nu \rangle$ этого спектра. И если средняя энергия $\langle E_\nu \rangle = 4/3E_\nu$, когда на данную энергию приходится максимум данного спектра, флюенс $\Phi(E_\nu)$ не будет максимально возможным. Однако можно показать, что для средней энергии $\langle E_\nu \rangle = 4/5E_\nu$ флюенс $\Phi(E_\nu)$ будет максимально возможным. Это может быть легко показано взятием производной по средней энергии от выражения 10 и приравниваем её к нулю.

$$-5 \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^6} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} + 4 \frac{E_\nu^4}{\langle E_\nu \rangle^7} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} = 0 \quad (13)$$

что даёт

$$E_\nu = \frac{5}{4}\langle E_\nu \rangle \quad (14)$$

Это значит, что для любой фиксированной энергии E_ν максимальный флюенс $\Phi(E_\nu)$ будет достигаться только когда средняя энергия равна $\langle E \rangle = 4/5E_\nu$. Беря во внимание, что флюенс для энергии $3/4\langle E \rangle$ равен

$$\Phi(3/4\langle E_\nu \rangle) \sim \left(\frac{3}{4}\right)^3 e^{-3\langle E_\nu \rangle^{-2}} \quad (15)$$

и флюенс для $5/4\langle E \rangle$ равен

$$\Phi(5/4\langle E_\nu \rangle) \sim \left(\frac{5}{4}\right)^3 e^{-5\langle E_\nu \rangle^{-2}} \quad (16)$$

можно получить формулу для перевода предела, полученного IceCube $\Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle)$ в $\Phi_\nu(E_\nu=5/4\langle E_\nu \rangle)$ предел для энергии $E_\nu=5/4\langle E_\nu \rangle$ как:

$$\begin{aligned} \Phi_\nu(E_\nu) = \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5E_\nu) \frac{\left(\frac{5}{4}\right)^3 e^{-5\langle E_\nu \rangle^{-2}}}{\left(\frac{3}{4}\right)^3 e^{-3\langle E_\nu \rangle^{-2}}} &= \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5E_\nu) \left(\frac{5}{3}\right)^3 e^{-2} \approx \\ &\approx 0.626\Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5E_\nu) \quad (17) \end{aligned}$$

Сравнение результатов представлено на рисунке 14

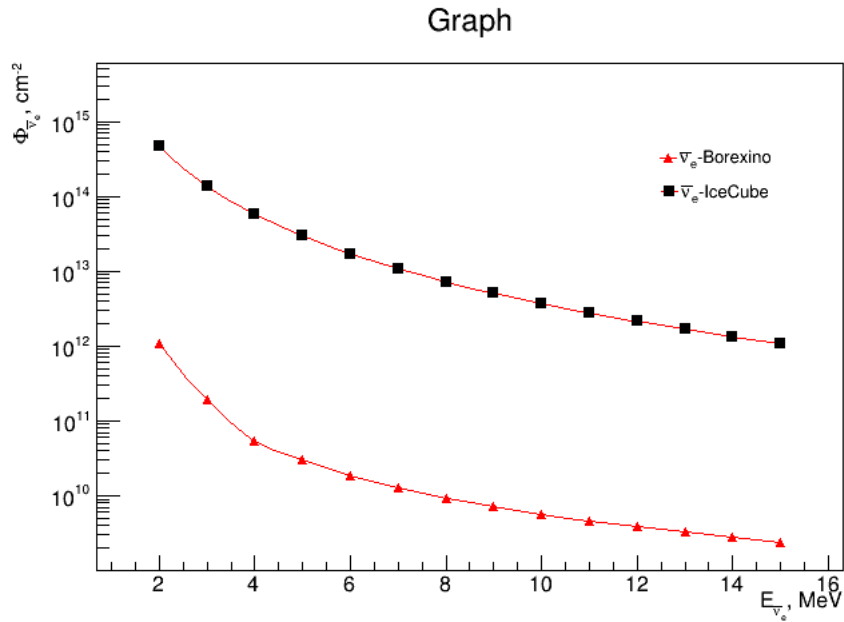


Рисунок 5 – Сравнение результатов Борексино и IceCube

3.5 Итоговый результат по поиску нейтрино от FRB

В ходе данной работы был проведен поиск нейтринного сигнала от быстрых радиовсплесков, на сегодняшний день, всё еще весьма плохо изученного типа космических явлений. В анализе использовалась система сбора данных FADC, обеспечивающая эффективный отбор мюонов и электронных шумов. Всего было обработано 4 всплеска в период с 2009 по 2019 год. В результате был получен более сильный верхний предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад в диапазоне от 2 до 15 МэВ и были получены первые пределы на флюенс всех ароматов нейтрино и антинейтрино через рассеяние на электронах в диапазоне от 1.5 до 15 МэВ.

4 Гамма-всплески

Гамма-всплеск (GRB) это масштабный космический выброс энергии взрывного характера, в настоящее время наблюдаемый в отдалённых галактиках в самой жёсткой части электромагнитного спектра (~ 1 всплеск в день). GRB одни из самых ярких событий в электромагнитном диапазоне, в течение нескольких секунд может выделяться до 10^{54} эрг энергии. GRB разделяют на короткие с длительностью менее 2 с с более жестким спектром и длинные более 2 с с мягким спектром. По наиболее распространённым теориям возникновение GRB связывают с коллапсом массивных звезд, сверхновыми типа Ib/c, [21] [22]. Эта версия отчасти подтверждается тем, что длинные GRB встречаются в достаточно далеких галактиках с активным звездообразованием, напротив же короткие наблюдаются в близлежащих галактиках раннего типа с небольшим звездообразованием. Короткие GRB в таких моделях приписывают слиянию двух нейтронных звезд или черной дыры и нейтронной звезды [23], что подтверждается наблюдением гамма-всплеска GRB170817A и гравитационной волны GW170817 [3]. В обоих случаях после коллапса или слияния центральным объектом, скорее всего, будет черная дыра массой в несколько солнечных масс, хотя это может быть и быстро вращающаяся нейтронная звезда, которая в конце концов, сколлапсирует в черную дыру. В любом случае, гравитационная энергия от коллапса или слияния высвободится за короткое время порядка миллисекунд в достаточно малом объеме порядка десятков километров кубических. После эта энергия увеличится за счет аккреции газа на центральный объект. Главным результатом быстрого высвобождения гравитационной энергии (порядка солнечной массы покоя) в таком компактном объеме является преобразование большей части этой энергии, порядка 90%, в нейтрино энергий 5-20 МэВ [24], и в гравитационные волны, в то время как только небольшая часть энергии порядка 10% идёт на образование высокотемпературного фаербола, состоящего в основном из электронов, позитронов и барионов. Одновременно вдоль оси аккреционного диска запускаются релятивистские джеты, пробивающие оболочку звезды и наблюдающиеся как GRB. В дальнейшем радиационное давление, превышающее силы само-гравитации, приведёт к расширению фаербола с релятивистской скоростью. Для таких моделей, с образованием релятивистского фаербола, возможен приблизительный расчет флюенса нейтрино, исходящий из выделения большого количества энергии в малом объеме [25]

$$\Phi_{\nu} = 10^4 \text{ м}^{-2} \left(\frac{E_{\nu \text{ tot}}}{2 \cdot 10^{53} \text{ эрг}} \right) \left(\frac{56 \text{ МэВ}}{E_{\nu}} \right) \left(\frac{4000 \text{ Мпк}}{D} \right)^2, \quad (18)$$

где $E_{\nu \text{ tot}}$ - полная энергия, выделившаяся в виде нейтрино, D расстояние до GRB.

Так же помимо этих моделей есть еще модель, приписывающая возникновение коротких, но обладающих очень большим красным смещением GRB космическим струнам, для

лучшего объяснения их свойств [26] [27]. Космические струны - это линейные топологические дефекты, которые могут образоваться при нарушении симметрии фазового перехода в ранней Вселенной, предсказываемого в большинстве моделей великого объединения. Струны могут реагировать на внешние электромагнитные поля, как тонкие сверхпроводящие провода, развивая электрические токи, двигаясь через космические магнитные поля. Таким образом, колеблющиеся петли из сверхпроводящих струн будут испускать короткие электромагнитные всплески из небольших сегментов струн в некоторых специфических точках, где скорость почти достигает скорости света [28]. Данная модель так же приводит к тому, что большая часть энергии должна выделиться в виде нейтрино МэВ энергий. Для такой модели расчеты приводят к следующему выражению [25]

$$\Phi_\nu = 10^8 \text{ см}^{-2} \left(\frac{10^{-10}}{\eta_\gamma} \right) \left(\frac{100 \text{ МэВ}}{E_\nu} \right) \left(\frac{F_\gamma}{10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^2} \right), \quad (19)$$

где η_γ - отношение флюенсов нейтрино и гамма квантов, F_γ флюенс гамма излучения.

4.1 Отбор гамма-всплесков и анализ данных

В данной работе использовались данные о GRB, которые были зафиксированы такими космическими гамма-телескопами как FERMI, SWIFT, INTEGRAL, AGILE, MAXI, за период с 2009 по 2019 год, доступные на сайте онлайн каталога GRB [29]². Из почти 4000 всплесков за период с 2009 по 2019 год было отобрано 1751 всплесков во время которых Борекино проводил наблюдения. Среди отобранных GRB 1393 длинных и 358 коротких, так же исходя из предположения о том, что далекие короткие GRB вызваны струнами были отобраны 20 всплесков небольшой длительности и расстояние до которых более 1 Гпк. Как и в случае с FRB, анализ данных был проведен двумя различными подходами, через рассеяние на электронах и через обратный бета-распад. Так как в отличие от FRB гамма телескопы постоянно наблюдают почти все небо, и соответственно фиксируют почти все GRB, доходящие до нас, то временное окно можно выбрать равным ± 1000 с от начала всплеска, в которое исходя из формулы 1 точно должны попасть нейтрино с энергиями больше $E_{th} = 1$ МэВ даже для очень далеких GRB с красным смещением порядка $z \sim 10$, пороговой энергии для FADC системы Борекино. Для измерения фона выбрано окно $[-2000; -1000] \cup [1000; 2000]$. Для анализа событий через обратный бета-распад было выбрано окно ± 5000 с.

4.2 Рассеяние нейтрино на электронах

В результате действий аналогичных для FRB были получены следующие результаты для рассеяния нейтрино на электронах. Гистограммы, показывающие количество событий

²<http://grbweb.icecube.wisc.edu/>

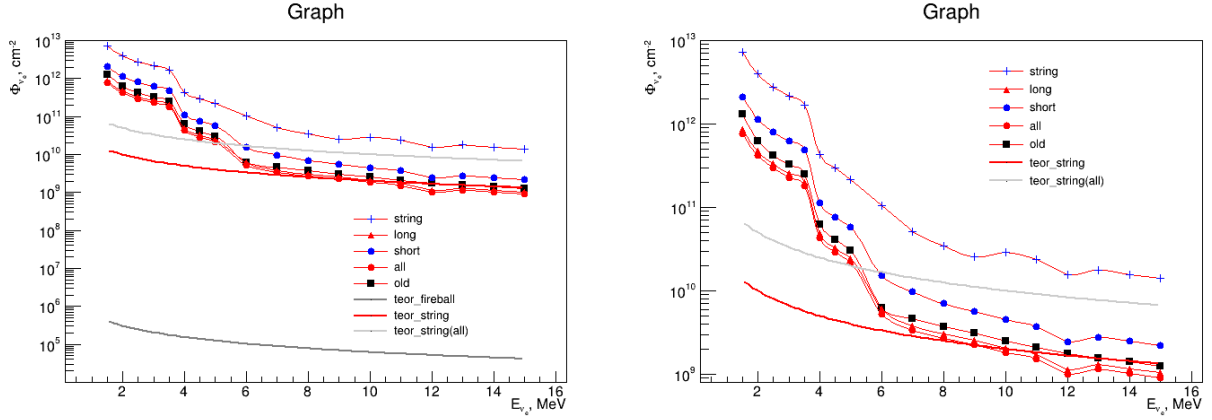


Рисунок 6 – Предел на флюенс электронного нейтрино для GRB разных моделей (слева) тоже но без теоретического предела на модель с фаерболлом (справа)

в зависимости от времени до GRB и распределение событий по энергиям для различных моделей приведены на рисунках 21-24 в приложении. Результаты данных вычислений представлены на рисунках 6-8 и в таблицах 5-8 в приложении. На рисунках 6-8 представлены графики зависимости предела на флюенс для всех типов нейтрино и антинейтрино в зависимости от типа GRB или предполагаемой модели. Так же на графиках показаны старые результаты Борексина по данному анализу [16] и теоретические кривые для различных моделей GRB. Из графиков видно, что полученные результаты практически везде лежат ниже полученных Борексина ранее. Так же из графиков видно, что теоретическая кривая для модели со струнами, если пытаться объяснить данной моделью все GRB, лежит выше чем предел для флюенса электронного нейтрино, что дает ограничение на параметр η_γ , который в рамках данной модели должен лежать в пределах от 10^{-10} до 10^{-9} . Из полученного нами предела следует что η_γ должно лежать в диапазоне от $7.21 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} для электронного нейтрино, от $1.33 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} для мюонного (тау) нейтрино и от $2.26 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} для электронного антинейтрино. Однако если брать в расчет только далекие и короткие всплески, которые по большей части и должна объяснять данная модель, то пределы оказываются слишком большими для наложения каких либо ограничений на данную модель.

Сравнение полученных результатов с результатами предыдущих исследований от Super-Kamiokande [30] и SNO [31] показано на рисунке 9. Из данного рисунка и предыдущих видно, что новые результаты дают более строгие ограничения на флюенс в диапазоне от 1 до 5 МэВ.

4.3 Обратный бета-распад

Так же как и для FRB был произведен расчет через обратный бета-распад. Результат данных расчётов приведен на графике 10 и таблице 9 в приложении.

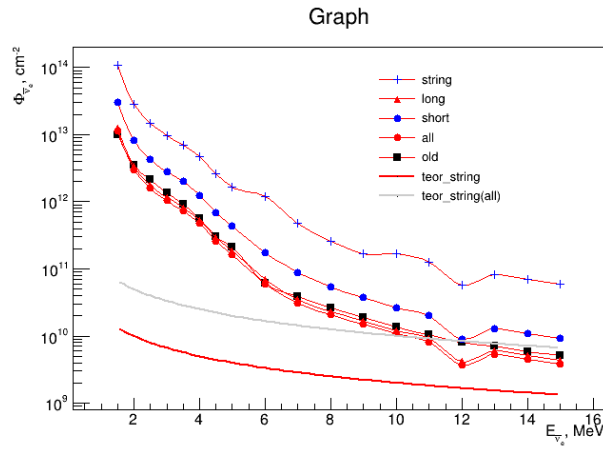


Рисунок 7 – Предел на флюенс электронного антинейтрино для GRB разных моделей

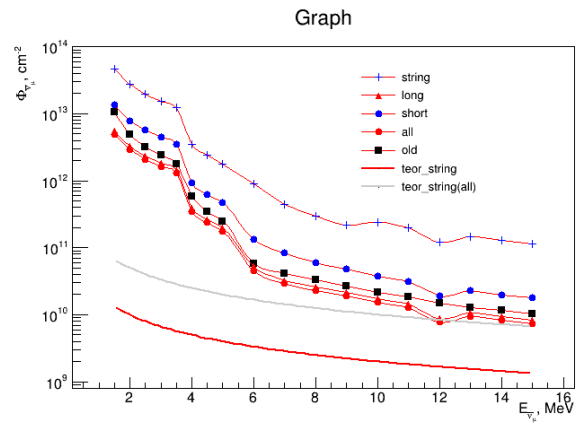
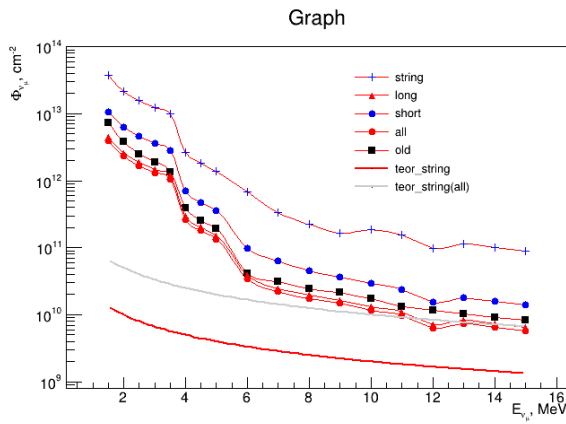


Рисунок 8 – Предел на флюенс мюонного (тау) нейтрино (слева) и антинейтрино (справа) для GRB разных моделей

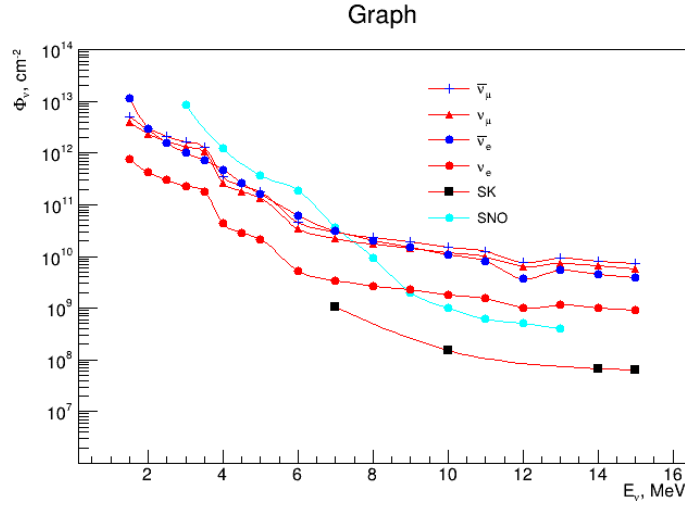


Рисунок 9 – Сравнение новых результатов с результатами полученными другими нейтринными телескопами

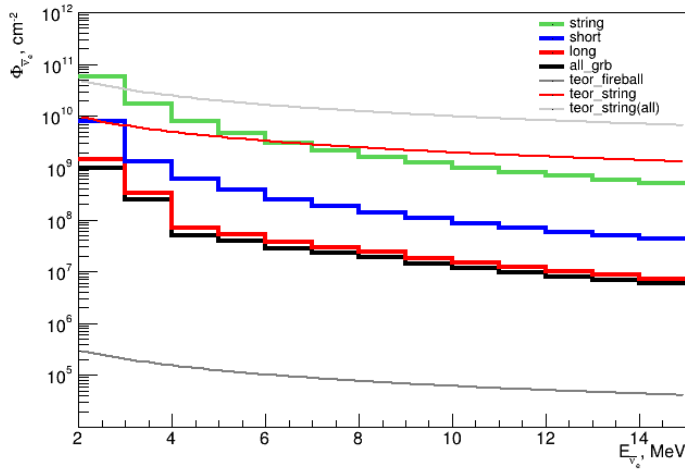


Рисунок 10 – Предел на флюенс электронного антинейтрино для GRB разных моделей через обратный бета-распад

Из данного графиков уже видно, что объяснить все GRB моделью со струнами нельзя как минимум для электронных антинейтрино так как параметр η_γ , который в рамках данной модели должен лежать в пределах от 10^{-10} до 10^{-9} , по данным результатам должен быть больше $3.2 \cdot 10^{-9}$, что противоречит данной модели. Тем не менее она всё еще может описывать отдельный класс коротких и далеких GRB, но параметр η_γ должен быть в пределах от $2.62 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} . Сравнение данных результатов с пределами полученными другими нейтринными телескопами такими как Super-Kamiokande [30], SNO [31] и KamLAND [32] представлено на рисунке 11 Новый предел, как это видно из графика, почти везде лежит ниже чем предыдущие результаты Борексина, однако не так сильно из-за

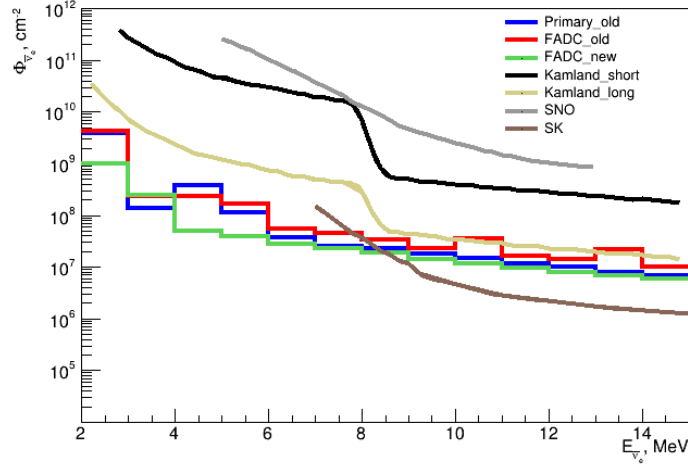


Рисунок 11 – Предел на флюенс электронного антинейтрино для GRB разных моделей через обратный бета-распад

того, что в предыдущем анализе в данных первичной системы сбора данных, которая начала работать раньше, использовалось почти такое же количество GRB как и в данном анализе. Так же видно что новые результаты так же оказываются наиболее строгими в районе от 2 до 8 МэВ, за исключением точки в 3 МэВ, где прошлые результат Борексино оказывается лучше.

4.4 Итоговый результат по поиску нейтрино от GRB

В ходе данной работы была обработана база данных GRB, и получены новые результаты для предела на флюенс нейтрино и антинейтрино всех сортов через рассеяние на электронах и предел на флюенс электронного нейтрино через обратный бета-распад. Новые результаты дают наиболее строгие пределы в районе от 1 до 5 МэВ для рассеяния на электронах и более строгие пределы от 2 до 8 МэВ, за исключением 3 МэВ, через обратный бета-распад. Так же были сделаны ограничения на модель GRB со струнами через рассеяние на электронах η_γ должно лежать в диапазоне от $7.21 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} для электронного нейтрино, от $1.33 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} для мюонного (тау) нейтрино и от $2.26 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} для электронного антинейтрино, если пытаться объяснить такой моделью все GRB, если же объяснять отдельный класс коротких и далеких GRB то такие ограничения нельзя применять. Через обратный бета-распад получено ограничение на параметр η_γ , отношение флюенсов нейтрино и гамма-излучения, которое говорит о невозможности применения этой модели ко всем GRB и ограничение на параметр для коротких и далеких GRB от $2.62 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-9} .

5 Всплески гравитационных волн

Гравитационные волны это изменения гравитационного поля, вызываемые движением массивных тел. Математически связаны с возмущением метрики пространства-времени и могут быть описаны как "рябь пространства-времени". Гравитационные волны предсказывались ещё общей теорией относительности, и впервые были непосредственно обнаружены в сентябре 2015 года двумя обсерваториями LIGO и VIRGO [33], которые зарегистрировали гравитационные волны, от слияния двух чёрных дыр с образования одной более массивной вращающейся чёрной дыры. Стоит так же отметить тот факт, что излучение гравитационных волн является не следствием, а скорее причиной слияния, так как только благодаря тому, что они уносили энергию из системы двух объектов оно и стало возможно, а потому резкое увеличение амплитуды гравитационных волн, которое впоследствии регистрируется как событие, вполне естественно ожидать от любого явления, предусматривающего слияние достаточно массивных объектов, и в этом смысле является весьма универсальным источником информации об явлении. Гравитационные волны очень слабы и на практике могут наблюдаться пока только от слияния массивных объектов таких как черные дыры и нейтронные звезды. Такие события по сути является катаклизмическими процессами с освобождением большого количества гравитационной энергии в достаточно малом объёме, что может вызывать такие явления как GRB, собственно слиянию двух компактных объектов и приписывают образование коротких GRB [23]. При таких слияниях, в частности при слияниях типа BH-NS, NS-NS, один из компаньонов оказывается разорван приливными силами (TDE Tidal Distraction Event), и в результате образует аккреционный диск вокруг второго, что в свою очередь приведёт к образованию МэВ нейтрино во время аккреции вещества через $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ или $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ [34] [35].

5.1 Отбор всплесков гравитационных волн и анализ данных

В данном анализе использовались данные с сайта гравитационно-волновой обсерватории LIGO ³ за три серии наблюдений с сентября 2015 года по сентябрь 2019 года. Как и ранее было произведено два анализа событий через обратный бета-распад и рассеяние на электронах. Для анализа событий по рассеянию на электронах было выбрано окно ± 500 с, относительно прихода всплеска, так как такие события имеют относительно небольшое красное смещение $z \sim 0.1$, в которое должны попадать нейтрино с энергией $E_{th} = 1$ МэВ. Для фона было выбрано окно $[-1000; -500] \cup [500; 1000]$. Для анализа через обратный бета-распад было выбрано такое же окно. По итогу из 67 всплесков гравитационных волн было отобрано 25, в течение которых Борексино проводил наблюдения в течение соответствующего временного окна как минимум 95% времени.

³<https://gracedb.ligo.org/>

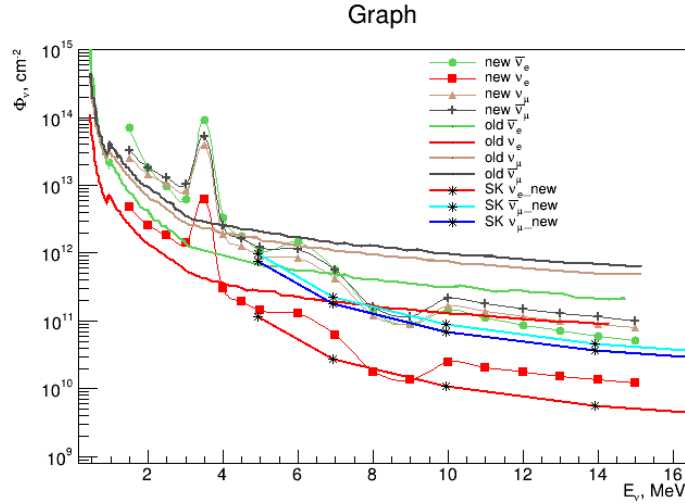


Рисунок 12 – Предел на флюенс нейтрино через рассеяние на электронах для гравитационных волн в сравнении с результатами полученными другими нейтринными телескопами

5.2 Рассеяние нейтрино на электронах

В результате расчётов, аналогичных расчётам в предыдущих частях, получены результаты, показанные на рисунке 12 и в таблице 10 в приложении. Гистограммы, показывающие количество событий в зависимости от времени до всплеска гравитационных волн и распределение событий по энергиям приведены на рисунке 25 в приложении.

Из графиков видно, что если сравнивать со старыми данными Борексино [36] есть область от 4 до 5 МэВ в который новые данные строже чем прежние, и в диапазоне от 8 до 9 МэВ строже чем результаты полученные Super-Kamiokande [37].

5.3 Обратный бета-распад

Аналогичные расчёты для обратного бета-распада по итогу дают следующие результаты представленные на рисунке 13 и в таблице 11 в приложении.

На данном графике помимо старых результатов Борексино отложены результаты Super-Kamiokande [37], KamLAND [38], Daya Bay [39].

5.4 Итоговый результат по поиску нейтрино от всплеска гравитационных волн

В данном анализе были использованы данные по гравитационным волнам от гравитационно-волновых обсерваторий LIGO и VIRGO и получены новые результаты для предела на флюенс нейтрино и антинейтрино всех сортов через рассеяние на электронах и предел на флюенс электронного нейтрино через обратный бета-распад. По итогу новые результаты более строгие в диапазоне от 4 до 5 и от 8 до 9 МэВ по рассеянию на электроны и более строгие в диапазоне от 2 до 5 МэВ по обратному бета-распаду.

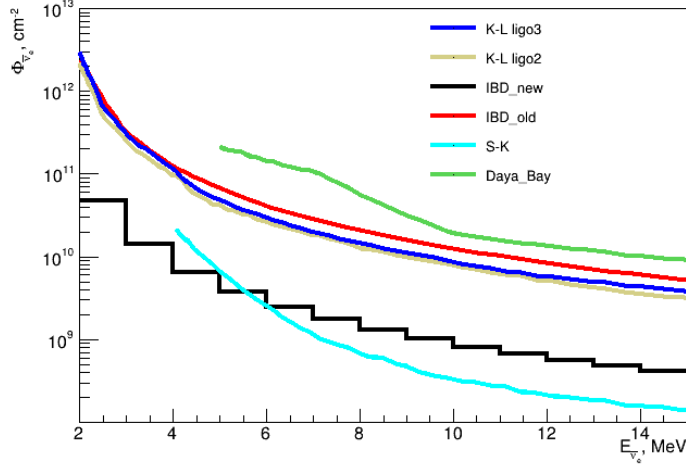


Рисунок 13 – Предел на флюенс электронного антинейтрино для гравитационных волн через обратный бета-распад в сравнении с результатами полученными другими нейтринными телескопами

6 Быстрый голубой оптический переходный процесс

Быстрый голубой оптический переходный процесс (FBOT) - высокоэнергетическое космическое явление, механизмы которого пока еще далеки от понимания. FBOT, как это следует из названия, сопровождаются яркой ($M_{peak} < -20$) вспышкой в ультрафиолетовой части видимого спектра, и относительно быстрым протеканием ($t_{rise} \leq 5$ дней). Они так же сопровождаются ярким рентгеновским, радио и возможно гамма излучением. Показательным так же служит то, что в отличие от GRB в которых относительно небольшая масса $10^{-6} M_{\odot}$ разгоняется в джетах почти до скорости света, FBOT выбрасывают в процессе взрыва порядка $10^{-2} M_{\odot}$ вещества с релятивистской скоростью порядка $0.3 - 0.5c$, что не характерно для обычных сверхновых ($v_{SN} \sim 10$ тыс. км/с). Так, например, FBOT CSS161010 запустил примерно $0.01 - 0.1 M_{\odot}$ со скоростью больше чем половина скорости света. Все это говорит о том, что это принципиально новый, пока плохо изученный, класс астрономических событий.

Так как на сегодняшний день не существует какой то общепринятой теории о происхождении FBOT, рассмотрим все существующие на сегодняшний день модели и проблемы с которыми они сталкиваются при описании данных явлений. Все имеющиеся теории о происхождении FBOT можно грубо разделить на две группы, а именно: некий экзотический взрыв сверхновой, или слияние двух объектов. Рассмотрим первую группу теорий подробнее. Почти все объекты, относимые к классу FBOT, расположены в галактиках с активным звездообразованием, поэтому самой логичной кажется версия со взрывом сверхновой. Однако сами свойства FBOT накладывают серьезные ограничения на модели сверх-

новых. Во-первых, очень быстрое время нарастания светимости, которое нельзя объяснить радиоактивным распадом ^{56}Ni , которого потребовалось бы как минимум $5M_{\odot}$ для того, что бы обеспечить такую яркую светимость, что на порядки больше чем общая масса выброса ($M_{ej} \sim \left(\frac{t_{rise}}{20\text{д}}\right)^2 M_{\odot} \sim 0.01M_{\odot}$) [40] [41]. Альтернативой такому способу нагрева может быть ударный нагрев, предполагаемый на ранних стадиях у большинства сверхновых [42]. Однако он будет слишком быстрым для объяснения длительности нарастания порядка нескольких дней, для этого звезда должна быть очень большой, как самые большие красные сверхгиганты, что повлияет на дальнейшую эволюцию светимости, вызвав возникновение плато вместо достаточно резкого убывания. Однако и это может быть объяснено если звезда не задолго до этого испытала большой выброс вещества, и ударная волна столкнулась с этим выброшенным веществом. Во-вторых, предполагаемое количество ^{56}Ni , полученное из болометрической светимости, $M_{NI} < 0.05M_{\odot}$ [40], что слишком мало для образования такой ударной волны и ускорения вещества до больших ($\sim 0.1c$) скоростей. Что, вместе с наличием сильного рентгеновского и возможно гамма излучения, может говорить о том, что в отличие от обычной сверхновой ударная волна в этом случае могла быть вызвана каким-то внутренним высокоэнергетичным механизмом, например прямым коллапсом массивной звезды в черную дыру [43].

Одной из таких моделей может быть модель пульсирующей парно-неустойчивой сверхновой (PPISN) [44]. Такой взрыв сверхновой может возникнуть со звездами с массой примерно в $80 - 140M_{\odot}$ и субсолнечной металличностью ($\sim 0.8Z_{\odot}$). В такой звезде после выгорания гелия образуется массивное C+O ядро может испытывать неустойчивости связанные с образованием фотонами, удерживающими звезду от коллапса, электрон-позитронных пар. В результате чего уменьшается радиационное давление, что приводит звезду в сверхсжатое состояние. Это вызывает взрывное горение кислорода в ядре, что и заставляет оболочку звезды отскочить и начать пульсировать. В зависимости от силы пульсации, которая увеличивается с ростом массы звезды, звезда может сбросить значительную часть своей массы. В процессе своих пульсаций звезда будет терять энергию через излучение и нейтрино [45]. Так будет продолжаться до тех пор пока в ядре не закончится кислород и в результате звезда не сколлапсирует как обычная сверхновая под действием гравитации либо в черную дыру либо в магнетар [46]. Здесь стоит заметить, что данная модель хорошо описывает кривую блеска FBOT. Так же данная модель предполагает образование большого количества нейтрино, в основном, с энергией порядка 1 МэВ, но с весьма специфическим временным спектром. На рисунке 14 показаны примеры временных спектров для различных масс начальных звезд. Большое количество нейтрино выделяется за длительное время до 8 часов, что будет давать достаточно слабое превышение на фонном,

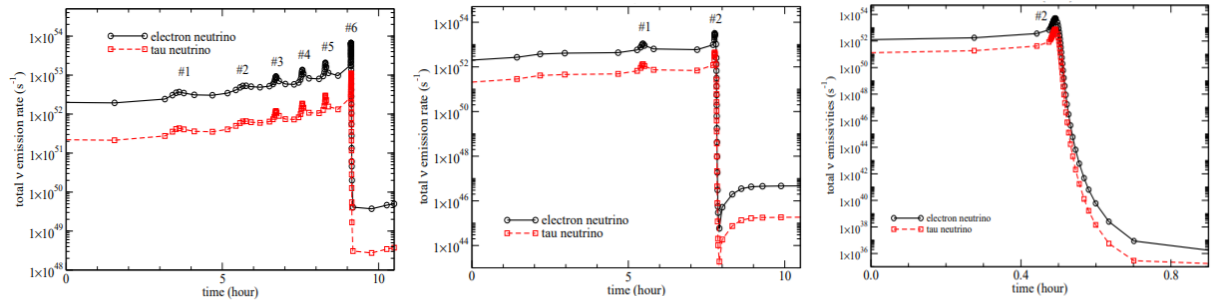


Рисунок 14 – Нейтринные спектры для различных параметров начальных звезд, $40M_{\odot}$ (He40A), $50M_{\odot}$ (He50A) И $62M_{\odot}$ (He62A) соответственно [46]

и вероятно будет слишком слабым для детектирования на Борексико [46], однако возможность пронаблюдать их, например, от очень энергетичного FBOT, такого как CSS161010, все же присутствует.

Что же касается слияния двух объектов тут тоже имеются свои особенности. В частности многие свойства переходного процесса, которые вызывают трудности в моделях со сверхновой, легко объясняются в моделях приливного разрушения звезды черной дырой. Например, такие особенности как: болометрическая кривая блеска уменьшается по степенному закону, отсутствие ранней фазы свободного расширения и поддержание достаточно долго высокой температуры, а так же поздние спектры, богатые водородом и гелием, все это достаточно просто объясняется в рамках данной модели. Однако время нарастания светимости для таких моделей на порядок больше чем типичное для FBOT время $t_{rise} \leq 5$ д. Такое малое время нарастания может быть объяснено массой черной дыры, которая должна будет составлять $M_{BH} \sim 10^4 M_{\odot}$ [40]. То есть будет происходить приливное разрушение звезды с главной последовательности черной дырой средней массы. Однако такой процесс не может объяснить высокую светимость FBOT, светимость у такого процесса будет на два порядка меньше. Подобная светимость может быть достигнута, например, из-за анизотропии излучения или наличия источника энергии, не связанного с аккрецией. Опять же стоит отметить, что данная модель достаточно хорошо описывает кривую блеска FBOT [40].

Еще одной моделью образования FBOT может быть слияние двух белых карликов [47]. Система из двух белых карликов, один из которых примерно в два раза массивней первого, может сближаться, теряя энергию на гравитационные волны, в результате чего меньший компаньон будет разорван на части большим и образует аккреционный диск. При этом часть вещества будет выброшена, а остальное в результате аккреции на белый карлик создаст быстро вращающуюся нейтронную звезду. Эта модель не подтверждается последними наблюдениями FBOT, дающими намного меньшее магнитное поле чем это предска-

Таблица 2 – Отобранные FRB

FBOT	t_0	z
ZTF18abukavn	1536463800	0.03154
ZTF18abvkwla	1536660340	0.27

зывается моделью [48], поэтому особо останавливаться на ней не будем. Однако стоит заметить, что в таких моделях должно произойти образование высокоэнергетичных нейтрино [49] [50], так и возможно МэВ нейтрино во время аккреции вещества через $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ или $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ [34].

6.1 Отбор и анализ данных

В ходе отбора данных для этого анализа искали FBOT, примерное время начала которых было бы определено с достаточно большой точностью, так как все они наблюдались постфактум. По итогу из 64 было отобрано 2 FBOT, примерное время начала которых достаточно точно определено. Так как модель PPISN даёт весьма специфические спектры для различных звезд, которые длятся до 10 часов, в анализе использовались 4 временных окна ± 12 часов от предполагаемого начала, ± 11 часов, ± 1 час и ± 1000 секунд для модели с TDE. Соответствующие окна для фона были выбраны по аналогии с GRB, GW и FRB \pm временное окно после (до) конца (начала) временного окна для сигнала.

Для события ZTF18abukavn [51] удалось достаточно точно померить предположительное время начала, но для больших временных окон детектор слишком мало проводил наблюдения в этом временном окне так, что этот FBOT использовался для анализа на малых временных окнах. У ZTF18abvkwla [52] напротив не так точно определено время начала, но детектор проводил наблюдение в течении большого времени вокруг предположительного времени начала, так что он использовался для больших временных окон.

6.2 Рассеяние на электронах

Расчёты, аналогичные предыдущим, дают следующие результаты, представленные на рисунках 15 и 16 и в таблицах 12-15 в приложении, скачок в точке 3 МэВ связан со сменной предела в формуле для расчёта сечения 3. Гистограммы, показывающие количество событий в зависимости от времени до FBOT и распределение событий по энергиям для различных моделей приведены на рисунках 26-29 в приложении. Слияние пределов на больших энергиях вызвано отсутствием зарегистрированных событий с такой энергией, что, конечно, не подтверждает модель с PPISN, но вполне с ней согласуется, так как в ней флюенс нейтрино с энергиями порядка 5 МэВ на несколько порядков меньше чем флюенс нейтрино со средней энергией для FBOT 1 МэВ.

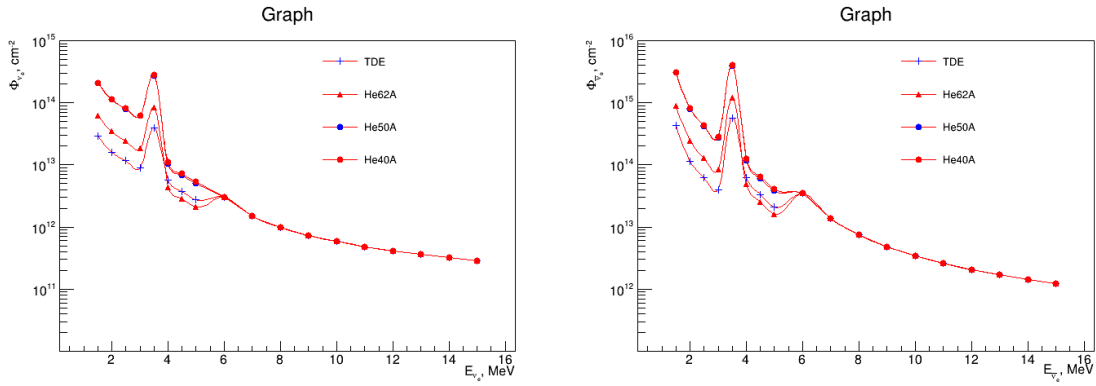


Рисунок 15 – Предел на флюенс электронного нейтрино (слева) и антинейтрино (справа) для различных моделей FВОТ

6.3 Обратный бета-распад

Так же произведя расчёты для обратного бета-распада были получены следующие результаты, представленные на рисунке 17 и таблице 16 в приложении. Из-за малой статистики данные практически слились.

6.4 Итоговый результат по поиску нейтрино от FВОТ

В данном анализе были получены первые пределы на флюенс для такого достаточно плохо изученного типа объектов как FВОТ через рассеивание на электронах и обратный бета-распад. Изучение нейтрино от такого типа объектов имеет достаточно большое практическое значение, так как по сигналу от нейтрино можно будет если не заранее, как это было для сверхновой в 1987 году, то хотя бы через несколько часов обнаружить такой тип объектов, как результат лучше изучить их, не только по нейтринному спектру, но и ранним спектрам излучения.

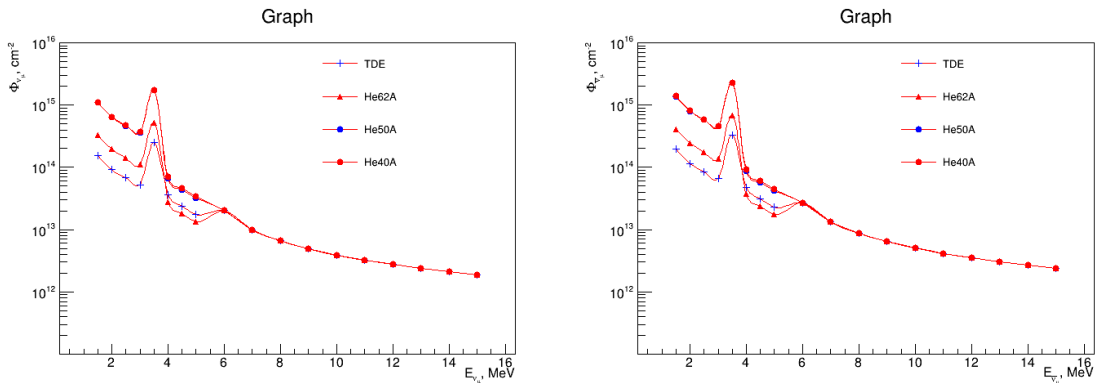


Рисунок 16 – Предел на флюенс мюонного (тау) нейтрино (слева) и антинейтрино (справа) для различных моделей FВОТ

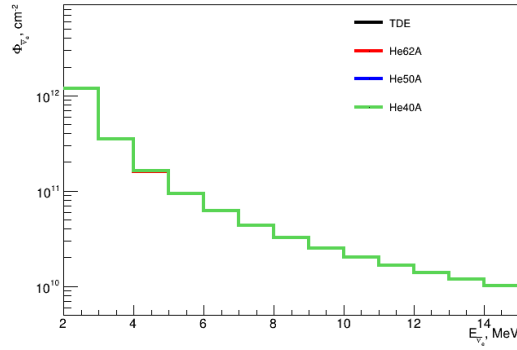


Рисунок 17 – Предел на флюенс для FВOT различных моделей через обратный бета-распад



Рисунок 18 – Сложение нейтринных сигналов от космических явлений

7 О новом способе поиска нейтрино от космических объектов

Все сегодняшние исследования нейтрино от космических источников в области 1-5 МэВ по сути используют один и тот же способ поиска и постановки предела на флюенс. Этот способ заключается в том, что в выбранном временном окне смотрятся события, ищутся всплески, а после их не нахождения ставится предел на флюенс с учетом всех событий попавших в окно. Как известно пока таким способом не было найдено низко энергетических нейтрино ни от одного космического явления, что, конечно, не говорит о том, что этот способ неправильный, но заставляет задуматься над его целесообразностью и практичностью. Здесь стоит оговориться, что под низко энергетическими следует понимать нейтрино с энергией в диапазоне 1-5 МэВ, так как для больших энергий изложенные ниже предложения будут совершенно несущественны из-за малости времени задержки для таких нейтрино. Чтобы понять, чем именно плох метод простого наблюдения событий во временном окне около события, приведем следующий рисунок 18. На нем показано как будут складываться сигналы от различных космических явлений, имеющих одинаковую природу. Во-первых,

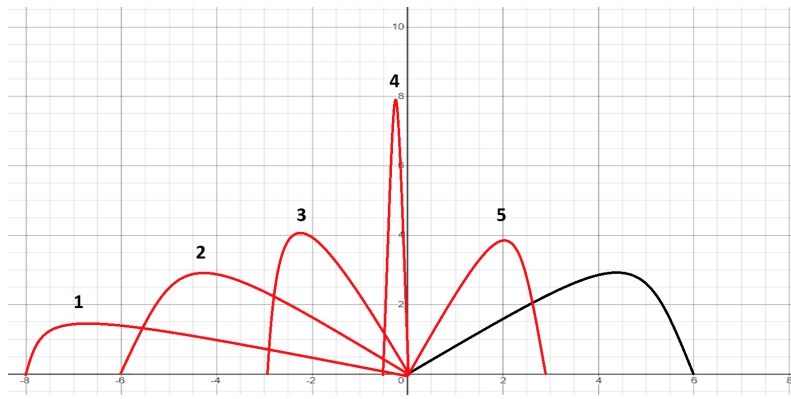


Рисунок 19 – Вычитание различных времен задержки

из-за того, что даже в одном явлении образуются нейтрино разных энергий, события оказываются размазанными, так как более энергетические нейтрино, естественно, долетают быстрее, чем менее энергетичные. Разница во времени прилета $\Delta t \sim E^{-2}$. Вторым фактором является разница в расстояниях для различных событий. Из-за этого нейтринный сигнал оказывается еще более размазан, причем по различному для различных событий, и в результате чего суммарный сигнал оказывается еще сильнее размазан, что в случае с нейтрино в буквальном смысле делает наблюдение этого сигнала невозможным из-за его малости. Решением этой проблемы и является следующий метод последовательного вычитания времени задержки для различных энергий. Суть данного метода заключается в том, чтобы вычитать время задержки отдельно для каждого события в зависимости от его энергии, то есть для событий с одной энергией вычитать одно время для событий с другой энергией другое время, рассчитанное из расстояния до объекта. При этом события которые произошли от одного явления должны будут сжаться в достаточно узкий пик, ширина которого будет определяться длительностью данного явления и погрешностью в определении расстояния. Однако тут есть одна тонкость, масса нейтрино необходимая для точного расчёта времени задержки неизвестна, а есть только верхний предел. Но эта проблема решается если последовательно вычитать время задержки для различных масс нейтрино. Для пояснения этого приведен рисунок 19. При вычитании времени задержки для максимальной массы нейтрино будет получаться кривая 1 на этом графике, то есть мы вычтем из настоящего времени время задержки превышающее реальное в результате чего пик еще сильнее разъедется. По мере приближения к реальной массе пик будет сжиматься кривые 2 и 3 и по итогу сожмется в пик при совпадении массы с реальной массой нейтрино кривая 4 и кривая 5 соответствуем моменту когда будет вычитаться время задержки меньшее реального, масса меньше реальной массы нейтрино. Стоит отметить что данная операция не должна оказывать влияния на фон так как состоит только в смещении равномерных фонов различных энергий относительно друг друга. Можно легко оценить количество слу-

чайных событий которые смогут попасть в этот пик. Так что бы по итогу попасть в этот пик событию необходимо обладать определенной энергией и попасть в определенный момент времени, так например если разбить энергетическую шкалу в 5 МэВ по 0.01 МэВ, зависимость времени задержки от энергии $\Delta t \sim E^{-2}$ и разница во времени прилёта от разницы в энергии 0.01 МэВ весьма большая, а временную шкалу в 2000 секунд по 10 с по получим, что для попадания в пик событие должно иметь энергию из интервала в 0.01 МэВ и попасть в определенные 10 секунд. То есть вероятность такого события будет равна

$$P = \frac{0.01 \text{ МэВ}}{5 \text{ МэВ}} \cdot \frac{10 \text{ с}}{2000 \text{ с}} = 10^{-5} \quad (20)$$

то есть где-то 1 случайное событие из 100000 сможет попасть в этот пик. По итогу вместо сильно размазанного пика должен будет наблюдаться достаточно узкий пик, если нейтрино от космических объектов действительно были зарегистрированы детектором и их достаточно для различения над фоном. В случае если пик не удаётся пронаблюдать достаточный сигнал ни при какой массе, то все же можно поставить предел на флюенс более строгий чем обычный предел, аналогичный пределам определявшимся выше, взяв вместо суммы событий в фоновом окне и окне для сигнала 3σ для среднего значения фона в данном временном окне, что может существенно снизить предел на низких энергиях где количество событий достаточно большое.

8 Заключение

В данной работе был произведен анализ данных Борексино в приложении к многоканальной астрономии, поиску нейтринного сигнала от разного рода космических объектов. В результате получен целый ряд новых пределов на флюенсы, ограничений на параметры моделей, а так же произведены в своём роде пионерские исследования таких типов объектов как FRB и FBOT. Перечислим основные результаты, полученные в данной работе:

1) Получены первые пределы на флюенс для FRB через рассеяние на электронах в области энергий нейтрино от 1.5 до 15 МэВ для всех ароматов нейтрино и антинейтрино. Получен более строгий предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад в диапазоне от 2 до 15 МэВ по сравнению с результатом IceCube.

2) Получены новые, более строгие результаты для GRB в диапазоне от 1 до 5 МэВ для рассеяния на электронах и более строгие пределы от 2 до 8 МэВ, через обратный бета-распад. А так же поставлены ограничения на параметр модели GRB включающей струны η_γ , отношение флюенсов нейтрино и гамма-излучения, $2.62 \cdot 10^{-10} < \eta_\gamma < 10^{-9}$.

3) Получены новые, более строгие ограничения на флюенс нейтрино для всплесков гравитационных волн в диапазоне от 4 до 5 МэВ и от 8 до 9 МэВ для рассеяния на электронах и более строгие пределы от 2 до 5 МэВ, через обратный бета-распад.

4) Получены первые пределы на флюенс для FBOT через рассеяние на электронах в пределах от 1.5 до 15 МэВ, для всех ароматов нейтрино и антинейтрино, и первый предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад в диапазоне от 2 до 15 МэВ для различных моделей.

9 Приложение

Таблица 3 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад для FRB

$E_\nu, \text{МэВ}$	$\Phi_{\bar{\nu}_e}, \text{см}^{-2}$
2	$1.0892 \cdot 10^{12}$
4	$5.446 \cdot 10^{10}$
6	$1.868 \cdot 10^{10}$
10	$5.606 \cdot 10^9$
14	$2.742 \cdot 10^9$

Таблица 4 – Верхний предел на флюенс нейтрино всех типов через рассеяние на электронах для FRB

$E_\nu, \text{МэВ}$	$\nu_e, \text{см}^{-2}$	$\bar{\nu}_e, \text{см}^{-2}$	$\nu_{\mu,\tau}, \text{см}^{-2}$	$\bar{\nu}_{\mu,\tau}, \text{см}^{-2}$
1.5	$6.01 \cdot 10^{12}$	$8.86 \cdot 10^{13}$	$3.18 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$
4	$1.35 \cdot 10^{12}$	$5.1 \cdot 10^{12}$	$8.18 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$
8	$5.59 \cdot 10^{11}$	$1.66 \cdot 10^{12}$	$3.41 \cdot 10^{12}$	$4.1 \cdot 10^{12}$
10	$4.32 \cdot 10^{11}$	$1.22 \cdot 10^{12}$	$2.63 \cdot 10^{12}$	$3.16 \cdot 10^{12}$
14	$2.9 \cdot 10^{11}$	$8.04 \cdot 10^{11}$	$1.81 \cdot 10^{12}$	$2.16 \cdot 10^{12}$

Таблица 5 – Верхний предел на флюенс электронного нейтрино для различных моделей GRB

$E_\nu, \text{МэВ}$	$Total, \text{см}^{-2}$	$Long, \text{см}^{-2}$	$Short, \text{см}^{-2}$	$String, \text{см}^{-2}$
1.5	$7.64 \cdot 10^{11}$	$8.56 \cdot 10^{11}$	$2.08 \cdot 10^{12}$	$7.24 \cdot 10^{12}$
4	$4.27 \cdot 10^{10}$	$4.83 \cdot 10^{10}$	$1.12 \cdot 10^{11}$	$4.28 \cdot 10^{11}$
8	$2.69 \cdot 10^9$	$3.02 \cdot 10^9$	$6.99 \cdot 10^9$	$3.41 \cdot 10^{10}$
10	$1.82 \cdot 10^9$	$2.05 \cdot 10^9$	$4.48 \cdot 10^9$	$2.86 \cdot 10^{10}$
14	$1.01 \cdot 10^9$	$1.15 \cdot 10^9$	$2.46 \cdot 10^9$	$1.57 \cdot 10^{10}$

Таблица 6 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино для различных моделей GRB

E_ν , МэВ	$Total$, см^{-2}	$Long$, см^{-2}	$Short$, см^{-2}	$String$, см^{-2}
1.5	$1.12 \cdot 10^{13}$	$1.26 \cdot 10^{13}$	$3.06 \cdot 10^{13}$	$1.06 \cdot 10^{14}$
4	$4.71 \cdot 10^{11}$	$5.32 \cdot 10^{11}$	$1.24 \cdot 10^{12}$	$4.73 \cdot 10^{12}$
8	$2.05 \cdot 10^{10}$	$2.29 \cdot 10^{10}$	$5.32 \cdot 10^{10}$	$2.59 \cdot 10^{11}$
10	$1.06 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{10}$	$2.63 \cdot 10^{10}$	$1.68 \cdot 10^{11}$
14	$4.49 \cdot 10^9$	$5.09 \cdot 10^9$	$1.09 \cdot 10^{10}$	$6.96 \cdot 10^{10}$

Таблица 7 – Верхний предел на флюенс мюонного (τ) нейтрино для различных моделей GRB

E_ν , МэВ	$Total$, см^{-2}	$Long$, см^{-2}	$Short$, см^{-2}	$String$, см^{-2}
1.5	$3.92 \cdot 10^{12}$	$4.39 \cdot 10^{12}$	$1.06 \cdot 10^{13}$	$3.71 \cdot 10^{13}$
4	$2.63 \cdot 10^{11}$	$2.97 \cdot 10^{11}$	$6.95 \cdot 10^{11}$	$2.64 \cdot 10^{12}$
8	$1.75 \cdot 10^{10}$	$1.96 \cdot 10^{10}$	$4.54 \cdot 10^{10}$	$2.21 \cdot 10^{11}$
10	$1.17 \cdot 10^{10}$	$1.32 \cdot 10^{10}$	$2.89 \cdot 10^{10}$	$1.85 \cdot 10^{11}$
14	$6.47 \cdot 10^9$	$7.34 \cdot 10^9$	$1.57 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$

Таблица 8 – Верхний предел на флюенс мюонного (τ) антинейтрино для различных моделей GRB

E_ν , МэВ	$Total$, см^{-2}	$Long$, см^{-2}	$Short$, см^{-2}	$String$, см^{-2}
1.5	$4.93 \cdot 10^{12}$	$5.53 \cdot 10^{12}$	$1.34 \cdot 10^{13}$	$4.68 \cdot 10^{13}$
4	$3.47 \cdot 10^{11}$	$3.92 \cdot 10^{11}$	$9.16 \cdot 10^{11}$	$3.48 \cdot 10^{12}$
8	$2.31 \cdot 10^{10}$	$2.58 \cdot 10^{10}$	$5.99 \cdot 10^{10}$	$2.92 \cdot 10^{11}$
10	$1.52 \cdot 10^{10}$	$1.72 \cdot 10^{10}$	$3.76 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{11}$
14	$8.21 \cdot 10^9$	$9.31 \cdot 10^9$	$1.99 \cdot 10^{10}$	$1.27 \cdot 10^{11}$

Таблица 9 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад для различных моделей GRB

$E_\nu, \text{МэВ}$	$Total, \text{см}^{-2}$	$Long, \text{см}^{-2}$	$Short, \text{см}^{-2}$	$String, \text{см}^{-2}$
2	$1 \cdot 10^9$	$1.43 \cdot 10^9$	$7.95 \cdot 10^9$	$5.88 \cdot 10^{10}$
4	$4.97 \cdot 10^7$	$7.11 \cdot 10^7$	$6.2 \cdot 10^8$	$8.01 \cdot 10^9$
6	$2.75 \cdot 10^7$	$3.68 \cdot 10^7$	$2.5 \cdot 10^8$	$3.07 \cdot 10^9$
10	$1.15 \cdot 10^7$	$1.45 \cdot 10^7$	$8.48 \cdot 10^7$	$1.01 \cdot 10^9$
14	$5.8 \cdot 10^6$	$7.3 \cdot 10^6$	$4.25 \cdot 10^7$	$5.08 \cdot 10^8$

Таблица 10 – Верхний предел на флюенс нейтрино всех типов через рассеяние на электронах для всплесков гравитационных волн

$E_\nu, \text{МэВ}$	$\nu_e, \text{см}^{-2}$	$\bar{\nu}_e, \text{см}^{-2}$	$\nu_{\mu,\tau}, \text{см}^{-2}$	$\bar{\nu}_{\mu,\tau}, \text{см}^{-2}$
1.5	$4.84 \cdot 10^{12}$	$7.13 \cdot 10^{13}$	$2.56 \cdot 10^{13}$	$3.22 \cdot 10^{13}$
4	$3 \cdot 10^{11}$	$3.325 \cdot 10^{12}$	$1.91 \cdot 10^{12}$	$2.52 \cdot 10^{12}$
8	$1.79 \cdot 10^{10}$	$1.36 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.58 \cdot 10^{11}$
10	$2.48 \cdot 10^{10}$	$1.45 \cdot 10^{11}$	$1.65 \cdot 10^{11}$	$2.15 \cdot 10^{11}$
14	$1.36 \cdot 10^{10}$	$6.04 \cdot 10^{10}$	$8.96 \cdot 10^{10}$	$1.13 \cdot 10^{11}$

Таблица 11 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад для всплесков гравитационных волн

$E_\nu, \text{МэВ}$	$\Phi_{\bar{\nu}_e}, \text{см}^{-2}$
2	$4.74 \cdot 10^{10}$
4	$6.42 \cdot 10^9$
6	$2.46 \cdot 10^9$
10	$8.1 \cdot 10^8$
14	$4.06 \cdot 10^8$

Таблица 12 – Верхний предел на флюенс мюонного (τ) антинейтрино для различных моделей FBOT

E_ν , МэВ	$He40A$, см^{-2}	$He50A$, см^{-2}	$He62A$, см^{-2}	TDE , см^{-2}
1.5	$1.39 \cdot 10^{15}$	$1.37 \cdot 10^{15}$	$4.09 \cdot 10^{14}$	$1.96 \cdot 10^{14}$
4	$9.35 \cdot 10^{13}$	$8.82 \cdot 10^{13}$	$3.68 \cdot 10^{13}$	$4.78 \cdot 10^{13}$
8	$8.69 \cdot 10^{12}$	$8.69 \cdot 10^{12}$	$8.69 \cdot 10^{12}$	$8.69 \cdot 10^{12}$
10	$5.05 \cdot 10^{12}$	$5.05 \cdot 10^{12}$	$5.05 \cdot 10^{12}$	$5.05 \cdot 10^{12}$
14	$2.67 \cdot 10^{12}$	$2.67 \cdot 10^{12}$	$2.67 \cdot 10^{12}$	$2.67 \cdot 10^{12}$

Таблица 13 – Верхний предел на флюенс мюонного (τ) нейтрино для различных моделей FBOT

E_ν , МэВ	$He40A$, см^{-2}	$He50A$, см^{-2}	$He62A$, см^{-2}	TDE , см^{-2}
1.5	$1.1 \cdot 10^{15}$	$1.09 \cdot 10^{15}$	$3.24 \cdot 10^{14}$	$1.55 \cdot 10^{14}$
4	$7.1 \cdot 10^{13}$	$6.69 \cdot 10^{13}$	$2.79 \cdot 10^{13}$	$3.63 \cdot 10^{13}$
8	$6.58 \cdot 10^{12}$	$6.58 \cdot 10^{12}$	$6.58 \cdot 10^{12}$	$6.58 \cdot 10^{12}$
10	$3.89 \cdot 10^{12}$	$3.89 \cdot 10^{12}$	$3.89 \cdot 10^{12}$	$3.89 \cdot 10^{12}$
14	$2.1 \cdot 10^{12}$	$2.1 \cdot 10^{12}$	$2.1 \cdot 10^{12}$	$2.1 \cdot 10^{12}$

Таблица 14 – Верхний предел на флюенс электронного нейтрино для различных моделей FBOT

E_ν , МэВ	$He40A$, см^{-2}	$He50A$, см^{-2}	$He62A$, см^{-2}	TDE , см^{-2}
1.5	$2.09 \cdot 10^{14}$	$2.06 \cdot 10^{14}$	$6.14 \cdot 10^{13}$	$2.94 \cdot 10^{13}$
4	$1.11 \cdot 10^{13}$	$1.05 \cdot 10^{13}$	$4.39 \cdot 10^{12}$	$5.71 \cdot 10^{12}$
8	$9.83 \cdot 10^{11}$	$9.83 \cdot 10^{11}$	$9.83 \cdot 10^{11}$	$9.83 \cdot 10^{11}$
10	$5.84 \cdot 10^{11}$	$5.84 \cdot 10^{11}$	$5.84 \cdot 10^{11}$	$5.84 \cdot 10^{11}$
14	$3.21 \cdot 10^{11}$	$3.21 \cdot 10^{11}$	$3.21 \cdot 10^{11}$	$3.21 \cdot 10^{11}$

Таблица 15 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино для различных моделей FВOT

E_ν , МэВ	$He40A$, см^{-2}	$He50A$, см^{-2}	$He62A$, см^{-2}	TDE , см^{-2}
1.5	$3.08 \cdot 10^{15}$	$3.03 \cdot 10^{15}$	$9.04 \cdot 10^{14}$	$4.34 \cdot 10^{14}$
4	$1.23 \cdot 10^{14}$	$1.16 \cdot 10^{14}$	$4.85 \cdot 10^{13}$	$6.3 \cdot 10^{13}$
8	$7.48 \cdot 10^{12}$	$7.48 \cdot 10^{12}$	$7.48 \cdot 10^{12}$	$7.48 \cdot 10^{12}$
10	$3.42 \cdot 10^{12}$	$3.42 \cdot 10^{12}$	$3.42 \cdot 10^{12}$	$3.42 \cdot 10^{12}$
14	$1.42 \cdot 10^{12}$	$1.42 \cdot 10^{12}$	$1.42 \cdot 10^{12}$	$1.42 \cdot 10^{12}$

Таблица 16 – Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад для FВOT различных моделей (так как значения практически не различаются для различных моделей приведено только одно значение)

E_ν , МэВ	$\Phi_{\bar{\nu}_e}$, см^{-2}
2	$1.19 \cdot 10^{12}$
4	$1.61 \cdot 10^{11}$
6	$6.16 \cdot 10^{10}$
10	$2.02 \cdot 10^{10}$
14	$1.01 \cdot 10^{10}$

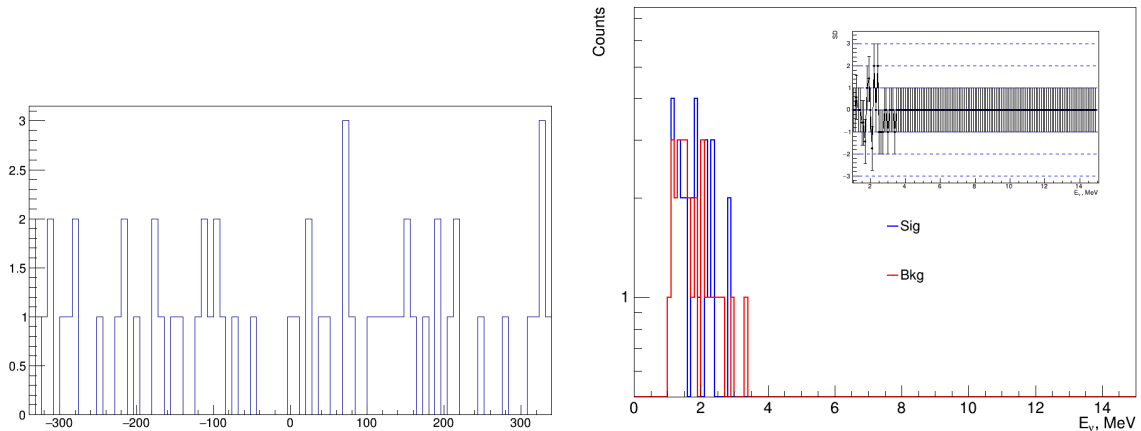


Рисунок 20 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для FRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

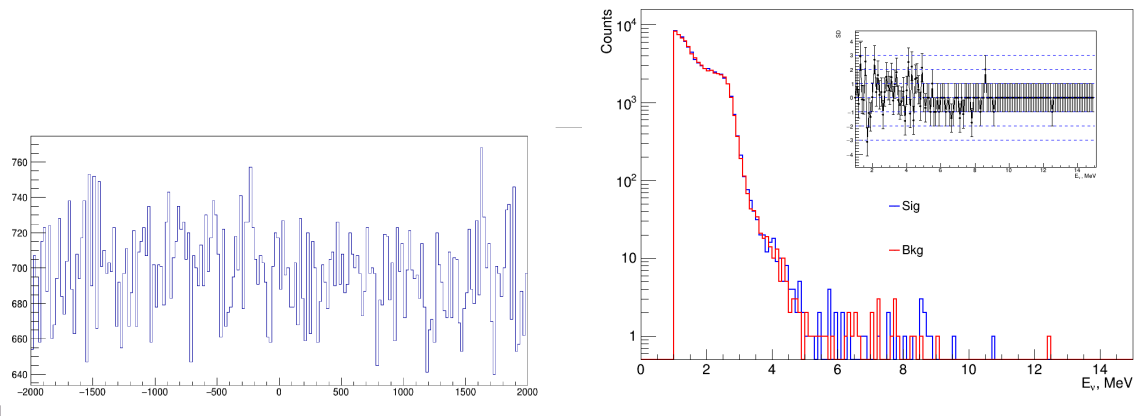


Рисунок 21 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для всех GRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

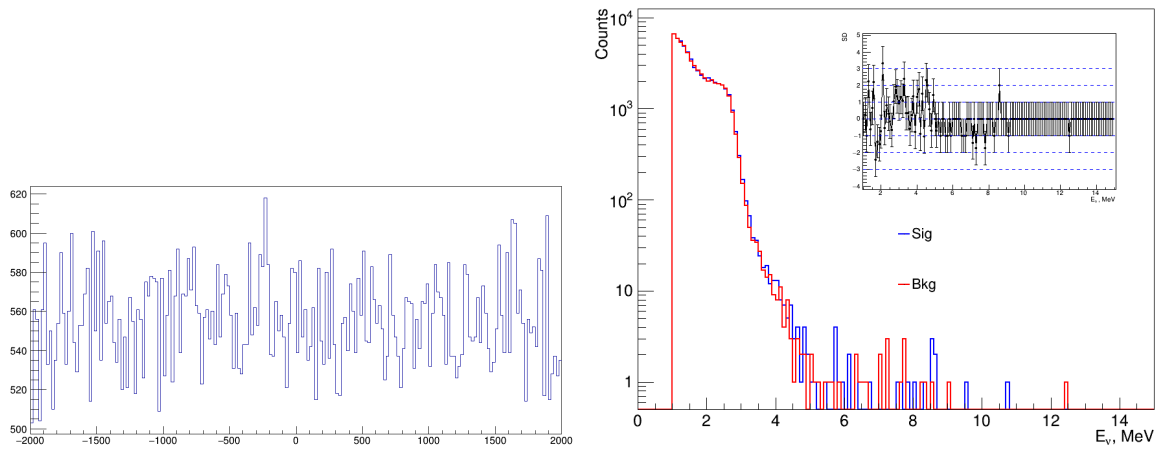


Рисунок 22 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для длинных GRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

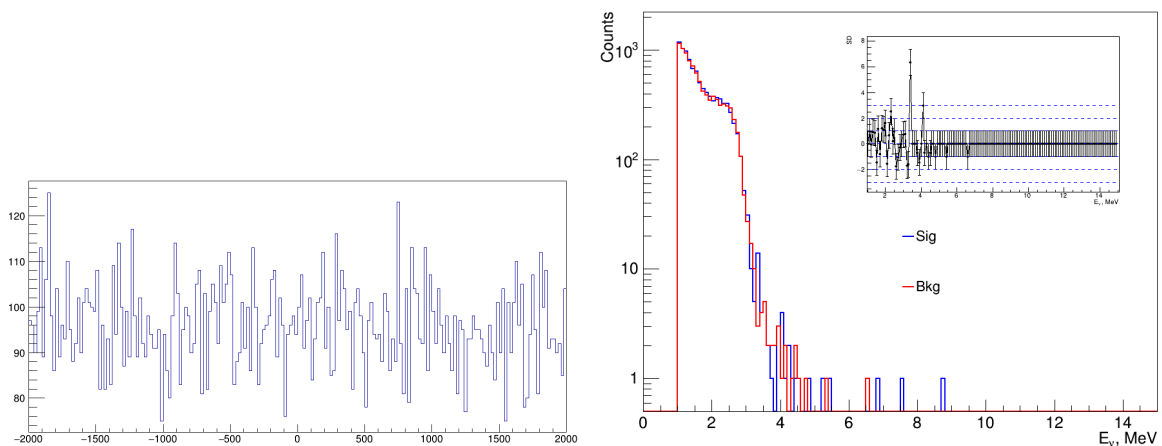


Рисунок 23 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для коротких GRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

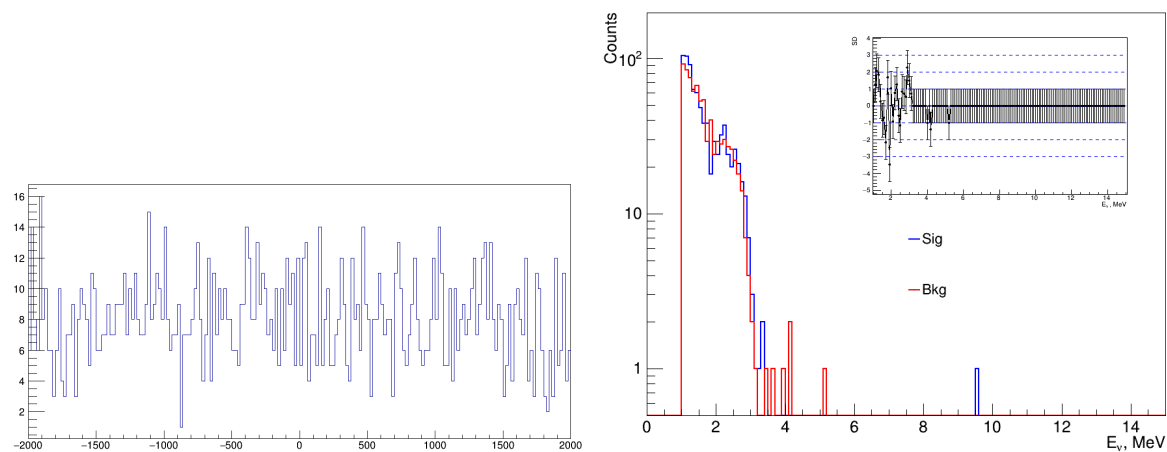


Рисунок 24 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для модели GRB со струнами. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

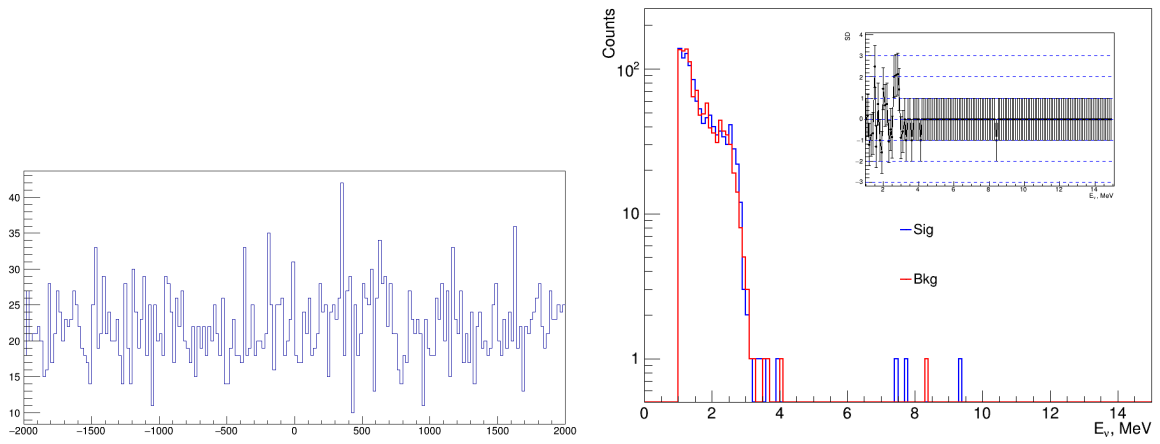


Рисунок 25 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для всплесков гравитационных волн. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

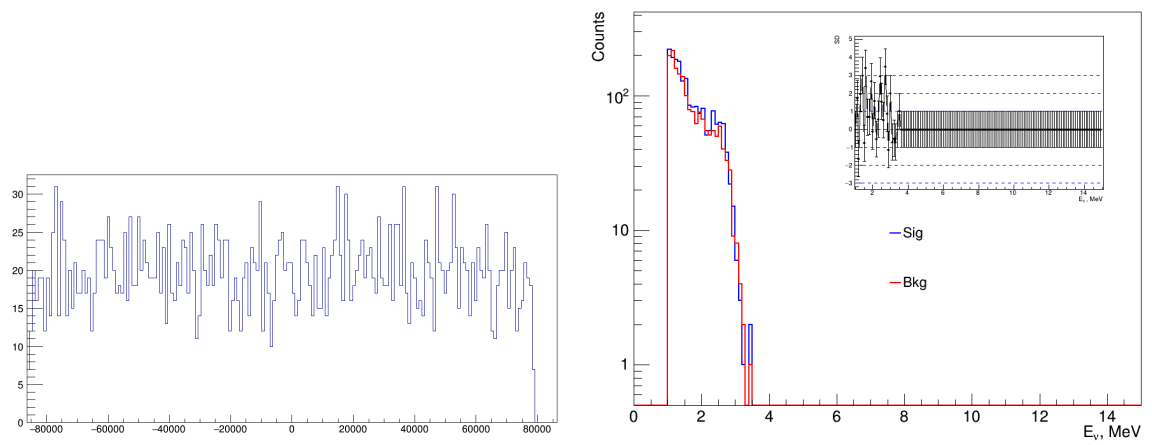


Рисунок 26 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для PPISN модели FBOT с начальной звездой $40M_{\odot}$. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

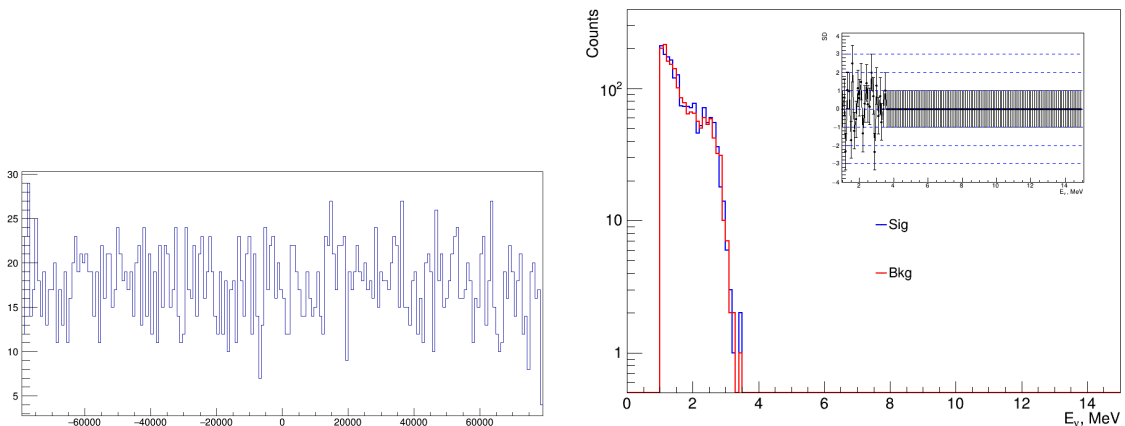


Рисунок 27 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для PPISN модели FВОТ с начальной звездой $50M_{\odot}$. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

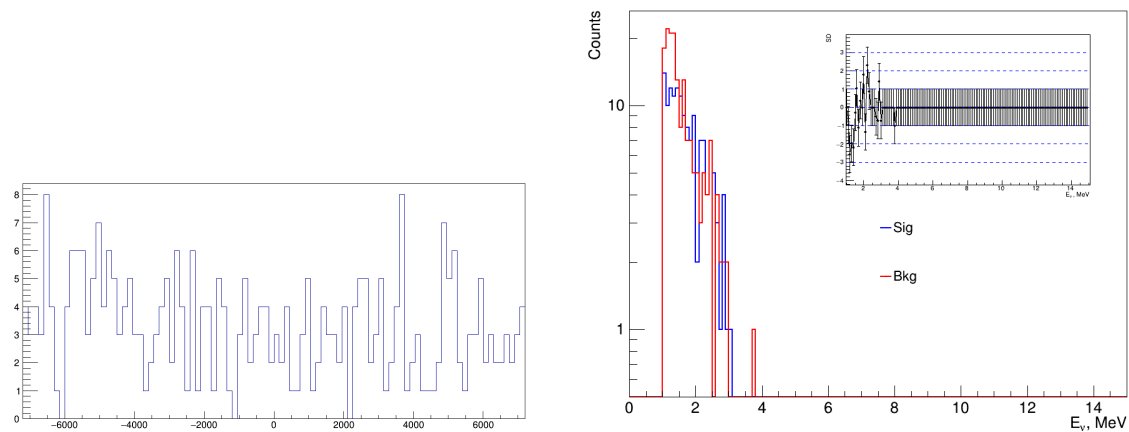


Рисунок 28 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для PPISN модели FВОТ с начальной звездой $62M_{\odot}$. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

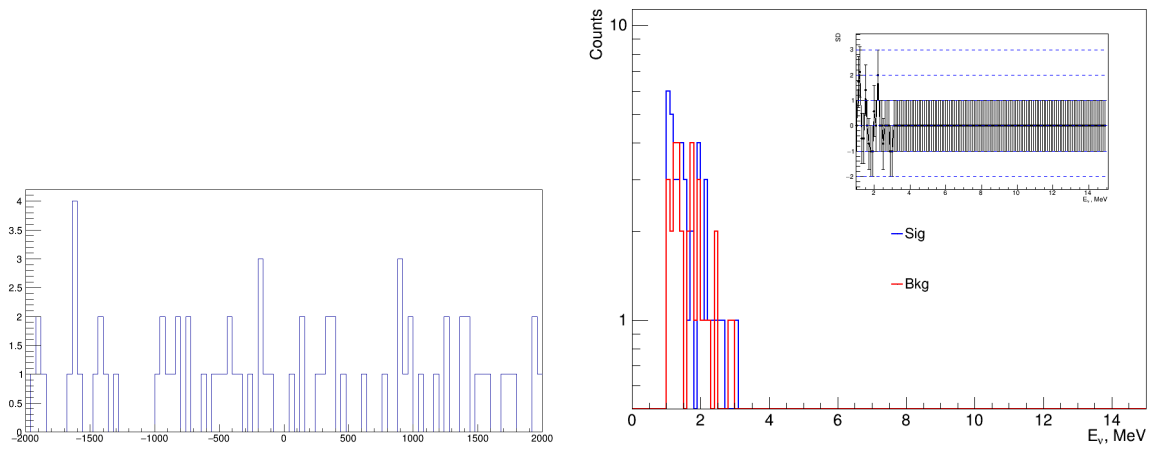


Рисунок 29 – Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для TDE модели FBOT. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Drachnev I. S.* Search for low-energy Borexino signal in correlation with GRB. — Borexino collaboration internal report, 2019.
2. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A / M. G. Aartsen [et al.] // *Science*. — 2018. — Vol. 361, — eaat1378.
3. Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A / B. Abbott [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 848, — P. L13.
4. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso / G. Alimonti [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2009. — Vol. 600. — P. 568–593.
5. A Living Theory Catalogue for Fast Radio Bursts / E. Platts [et al.] // *Phys. Rept.* — 2019. — Vol. 821. — P. 1–27.
6. INTEGRAL discovery of a burst with associated radio emission from the magnetar SGR 1935+2154 / S. Mereghetti [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2020. — Vol. 898, — P. L29.
7. *Kumar P., Lu W., Bhattacharya M.* Fast radio burst source properties and curvature radiation model // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 468, — P. 2726–2739.
8. *Lyubarsky Y.* A model for fast extragalactic radio bursts // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 442. — P. 9.
9. *Beloborodov A. M.* A flaring magnetar in FRB 121102? // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 843, — P. L26.
10. *Metzger B. D., Fang K., Margalit B.* Neutrino Counterparts of Fast Radio Bursts. — 2020. — Aug.
11. FRBCAT: The Fast Radio Burst Catalogue / E. Petroff [et al.] // *Publ. Astron. Soc. Austral.* — 2016. — Vol. 33. — e045.
12. The performance and calibration of the CRAFT fly’s eye fast radio burst survey / C. James [et al.] // *Publ. Astron. Soc. Austral.* — 2019. — Vol. 36. — e009.

13. *Choubey S., King S.* Gamma-ray bursts as probes of neutrino mass, quantum gravity and dark energy // Phys. Rev. D. — 2003. — Vol. 67. — P. 073005.
14. *Ожунь Л.* Лептоны и Кварки. — М. : Наука, 1990.
15. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, — P. 012009.
16. Borexino’s search for low-energy neutrino and antineutrino signals correlated with gamma-ray bursts / M. Agostini [et al.] // Astropart. Phys. — 2017. — Vol. 86. — P. 11–17.
17. *Feldman G. J., Cousins R. D.* A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev. D. — 1998. — Vol. 57. — P. 3873–3889.
18. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54.
19. *Kheirandish A., Pizzuto A., Vandenbroucke J.* Searches for neutrinos from fast radio bursts with IceCube // PoS. — 2020. — Vol. ICRC2019. — P. 982.
20. *Lujan-Peschard C., Pagliaroli G., Vissani F.* Spectrum of Supernova Neutrinos in Ultra-pure Scintillators // JCAP. — 2014. — Vol. 1407. — P. 051.
21. *Meszaros P.* Gamma-Ray Bursts // Rept. Prog. Phys. — 2006. — Vol. 69. — P. 2259–2322.
22. *Woosley S. E.* Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes // Astrophys. J. — 1993. — Vol. 405. — P. 273.
23. Discovery of the short gamma-ray burst GRB 050709 / J. Villasenor [et al.] // Nature. — 2005. — Vol. 437. — P. 855–858.
24. *Sahu S., D’Olivo J. C.* Can there be neutrino oscillation in gamma-ray bursts fireball? // Phys. Rev. D. — 2005. — Vol. 71. — P. 047303.
25. *Halzen F., Jaczko G.* Signatures of gamma-ray bursts in neutrino telescopes // Phys. Rev. D. — 1996. — Vol. 54. — P. 2779–2783.
26. *Witten E.* Superconducting Strings // Nucl. Phys. B. — 1985. — Vol. 249. — P. 557–592.
27. *Berezinsky V., Hnatyk B., Vilenkin A.* Gamma-ray bursts from superconducting cosmic strings // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 64. — P. 043004.
28. *Cheng K. S., Yu Y.-W., Harko T.* High-Redshift Gamma-Ray Bursts: Observational Signatures of Superconducting Cosmic Strings? // Phys. Rev. Lett. — 2010. — June. — Vol. 104, issue 24. — P. 241102.

29. *Aguilar J.-A.* Online Gamma-Ray Burst catalog for neutrino telescopes. // International Cosmic Ray Conference. Vol. 8. — 01/2011. — P. 235.
30. Search for Tens of MeV Neutrinos associated with Gamma-Ray Bursts in Super-Kamiokande / A. Orii [et al.]. — 2021. — Jan.
31. A Search for Astrophysical Burst Signals at the Sudbury Neutrino Observatory / B. Aharmim [et al.] // *Astropart. Phys.* — 2014. — Vol. 55. — P. 1–7.
32. Study of electron anti-neutrinos associated with gamma-ray bursts using KamLAND / K. Asakura [et al.] // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 806, — P. 87.
33. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger / B. P. Abbott [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116, — P. 061102.
34. *Caballero O. L., McLaughlin G. C., Surman R.* Neutrino Spectra from Accretion Disks: Neutrino General Relativistic Effects and the Consequences for Nucleosynthesis // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 745. — P. 170.
35. *Liu T., Gu W.-M., Zhang B.* Neutrino-dominated accretion flows as the central engine of gamma-ray bursts // *New Astron. Rev.* — 2017. — Vol. 79. — P. 1–25.
36. A Search for Low-energy Neutrinos Correlated with Gravitational Wave Events GW 150914, GW 151226, and GW 170104 with the Borexino Detector / M. Agostini [et al.] // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 850, — P. 21.
37. Search for Neutrinos in Super-Kamiokande Associated with the GW170817 Neutron-star Merger / Y. Hayato [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2018. — Vol. 857, — P. L4.
38. Search for Low-energy Electron Antineutrinos in KamLAND Associated with Gravitational Wave Events / S. Abe [et al.] // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 909, — P. 116.
39. Search For Electron-Antineutrinos Associated With Gravitational-Wave Events GW150914, GW151012, GW151226, GW170104, GW170608, GW170814, and GW170817 at Daya Bay / F. P. An [et al.]. — 2020. — July.
40. The Fast, Luminous Ultraviolet Transient AT2018cow: Extreme Supernova, or Disruption of a Star by an Intermediate-Mass Black Hole? / D. A. Perley [et al.] // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 484, — P. 1031–1049.
41. A Fast-Evolving, Luminous Transient Discovered by K2/Kepler / A. Rest [et al.]. — 2018. — Apr.
42. *Waxman E., Katz B.* Shock breakout theory. — 2016. — July.

43. An Embedded X-Ray Source Shines through the Aspherical AT 2018cow: Revealing the Inner Workings of the Most Luminous Fast-evolving Optical Transients / R. Margutti [et al.] // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 872, — P. 18.
44. A Model for the Fast Blue Optical Transient AT2018cow: Circumstellar Interaction of a Pulsational Pair-instability Supernova / S.-C. Leung [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 903, — P. 66.
45. *Woosley S. E.* Models for the Unusual Supernova iPTF14hls // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 863, — P. 105.
46. Pulsational Pair-instability Supernovae. II. Neutrino Signals from Pulsations and Their Detection by Terrestrial Neutrino Detectors / S.-C. Leung [и др.] // *Astrophys. J.* — 2020. — т. 889, — с. 75.
47. *Lyutikov M., Toonen S.* FBOTs and AT2018cow following electron-capture collapse of merged white dwarfs // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 487. — P. 5618.
48. *Nayana A. J., Chandra P.* uGMRT observations of a Fast and Blue Optical Transient – AT 2018cow. — 2021. — Mar.
49. High-Energy Neutrino Emission from White Dwarf Mergers / D. Xiao [et al.] // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 832, — P. 20.
50. High-Energy Neutrino and Gamma-Ray Emission from Tidal Disruption Events / K. Murase [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 902, — P. 108.
51. Evidence for Late-stage Eruptive Mass-loss in the Progenitor to SN2018gep, a Broad-lined Ic Supernova: Pre-explosion Emission and a Rapidly Rising Luminous Transient / A. Y. Q. Ho [et al.]. — 2019. — Apr.
52. The Koala: A Fast Blue Optical Transient with Luminous Radio Emission from a Starburst Dwarf Galaxy at $z = 0.27$ / A. Y. Q. Ho [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 895, — P. 49.