

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.123

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
ПОИСК НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО ОТ
АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
БОРЕКСИНО**

Студент

_____ И. Н. Жутиков

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доц.

_____ Е. А. Литвинович

Москва 2021

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ПОИСК НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО ОТ
АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
БОРЕКСИНО**

Студент	_____ И. Н. Жутиков
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ Е. А. Литвинович
Рецензент, н.с. НИЦ «КИ»	_____ А. В. Константинов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Детектор Борексина	5
2 Быстрые радио-всплески	7
2.1 Выбор временного окна и данных по радио-всплескам	8
2.2 Рассеяние нейтрино на электронах	9
2.3 Обратный бета-распад	11
2.4 Анализ и сравнение полученных результатов	13
2.5 Итоговый результат по поиску нейтрино от FRB	16
3 Гамма-всплески	17
3.1 Выбор временного окна и данных по гамма-всплескам	19
3.2 Рассеяние нейтрино на электронах	20
3.3 Обратный бета-распад	22
3.4 Итоговый результат по поиску нейтрино от GRB	24
4 Всплески гравитационных волн	25
4.1 Выбор временного окна и данных по всплескам гравитационных волн	26
4.2 Рассеяние нейтрино на электронах	26
4.3 Обратный бета-распад	27
4.4 Итоговый результат по поиску нейтрино от всплесков гравитационных волн	27
5 Быстрый голубой оптический переходный процесс	29
5.1 Выбор временного окна и данных по FBOT	32
5.2 Рассеяние на электронах	33
5.3 Обратный бета-распад	34
5.4 Расчёт предела на энергию, выделившуюся в виде нейтрино	34
5.5 Итоговый результат по поиску нейтрино от FBOT	36

6	Заключение	37
7	Приложение	38
	Список использованных источников	47

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 в широком диапазоне 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. Так, 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. К достижениям многоканальной астрономии можно так же отнести наблюдение нейтрино от блазара TXS 0506+056 детектором IceCube [1] позволившее лучше понять природу такого рода астрофизических объектов или наблюдение всплеска гравитационных волн GW170817, последовавшего за гамма-всплеском GRB170817A, подтвердившее теорию об образовании коротких гамма-всплесков. Сейчас же, например, по наблюдениям гамма-всплесков, гамма излучения и задержанного нейтринного сигнала, предпринимаются попытки установить ограничения на массу нейтрино [2]. Можно привести еще множество различных открытий, совершенных подобным образом, а учитывая все более и более совершенствующиеся детекторы, в будущем их должно стать 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), GWB (Gravitational Wave Burst), FBOT (Fast Blue Optical Transient).

1. ДЕТЕКТОР БОРЕКСИНО

Борексино - нейтринный детектор, созданный для изучения низкоэнергетических солнечных нейтрино. Детектор располагается под землёй на глубине 3800 м водного эквивалента в Национальной лаборатории Гран-Сассо Национального Института Ядерной Физики Италии (INFN LNGS). Главной особенностью детектора является очень высокая степень радиохимической чистоты сцинтиллятора и конструкционных материалов, благодаря чему энергетический порог Борексино составляет всего ≈ 200 кэВ. Устройство детектора схематично изображено на рисунке 1.1. В качестве мишени в Борексино служат 278 тонн жидкого органического сцинтиллятора (псевдокумол с добавлением 2,5-диметиллоксазола), заключённые в нейлоновой сфере радиусом 4,25 м. Сфера с сцинтиллятором расположена внутри еще одной нейлоновой сферы радиусом 5,5 м, с несцинтиллирующей жидкостью. Вся эта конструкция заключена внутри стальной сферы радиусом 6,85 м, которая также заполнена несцинтиллирующим составом, на которой установлено 2212 ФЭУ, изготовленных из низкорadioактивных

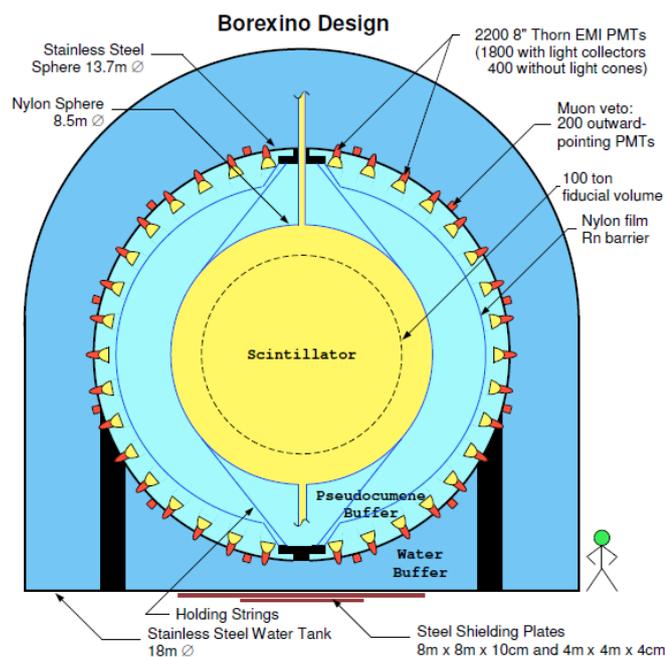


Рисунок 1.1 — Схематическое устройство детектора Борексино

материалов. Эта сфера, в свою очередь, расположена внутри цилиндрического бака радиусом 9 м и высотой 16.9 м, содержащего 2100 м³ сверхчистой воды, защищающей чувствительный объем от радиоактивных пород окружающих детектор. Внутри этого бака установлены ещё 208 ФЭУ, служащие внешним черенковским детектором для активной защиты детектора от космических мюонов. В Борексине существует 2 системы сбора данных. Первичная система электроники считывает все 2212 каналов индивидуально, она оптимизирована для более низких энергий. Вторая система (FADC) с порогом в 1 МэВ состоит из 96 быстрых оцифровщиков сигнала, каждый из которых считывает сигнал сразу с 24 фотоумножителей. Она так же обладает продвинутой системой отбора мюонов и системой определения электронных шумов, её энергетическое разрешение можно считать равным $10\%/\sqrt{E/\text{МэВ}}$. Более детальное описание обеих систем можно найти в [3]. Так, как большинство моделей исследуемых объектов предполагают образование нейтрино энергий порядка 5-20 МэВ, в анализе использовалась система сбора данных FADC, поскольку она лучше оптимизирована для таких энергий.

2. БЫСТРЫЕ РАДИО-ВСПЛЕСКИ

Быстрые радио-всплески (FRB) - высокоэнергетические астрономические события, выделяется энергия порядка 10^{48} эрг, сопровождающиеся коротким, от долей до нескольких мили секунд, радио-всплеском в районе нескольких гигагерц. До июля 2020 года в целом вообще не было понятно как именно могут образовываться подобные всплески, всего насчитывалось примерно 35 различных теорий [4], от весьма необычных таких как гигантские молнии на магнетарах или "звездотрясений", некоей 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 [5]. 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 образовывать 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, аналогично синхротронному излучению [6]. Другой наиболее распространённой теорией является синхротронное мазерное излучение, возникающее на фронте ударной релятивистской волны, при условии намагниченности потоков плазмы [7]. Подобные ударные волны могут быть вызваны, происходящим на ультрарелятивистских скоростях, столкновением переходного выброса из магнетара с окружающей его средой. Такой средой может быть барионно-насыщенный ветер, состоящий из остатков прошлых вспышек [8] или, например, горячая туманность, оставшаяся от взрыва сверхновой [7]. Данная модель считается

наиболее правдоподобной, так как отношение флюенсов гамма и радио излучений, как и форма с положением максимума для гамма спектра, хорошо согласуются с этой моделью. Следствием данной модели должно быть образование нейтрино через взаимодействие релятивистских протонов с синхротронными фотонами $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ($p\gamma$ – нейтрино) [9].

2.1. ВЫБОР ВРЕМЕННОГО ОКНА И ДАННЫХ ПО РАДИО-ВСПЛЕСКАМ

В данной работе использовались данные за период с 2009 по 2019 год, доступные на сайте каталога быстрых радио-всплесков¹ [10]. Данный, постоянно обновляющийся, каталог 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 $91.5 \text{ Ян} \cdot \text{мс}$, количество которых оценивается как 8 ± 2.3 в день [11]. 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 или большими флюенсами. Для отбора FRB была произведена оценка на время задержки нейтринного сигнала по отношению к электромагнитному, используя формулу 2.1 для времени задержки, учитывающую зависимость параметра Хаббла от времени [12].

$$\Delta t = \frac{1 m_\nu^2}{2 E_\nu^2} \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')^2 H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + (1+z')^3 \Omega_m}} \quad (2.1)$$

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 макси-

¹<http://www.frbcat.org>

Таблица 2.1 — Отобранные FRB

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

мальное время задержки, соответствующее минимальной энергии нейтрино $E = 1$ МэВ (пороговая энергия для FADC системы Борексино), было меньше временного окна для сигнала и которые попали в рабочее время детектора вместе со своим временным окном белее чем на 95%. Список отобранных для анализа FRB приведен в таблице 2.1

2.2. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНАХ

Для нахождения предела через рассеяние на электронах искалось превышение одиночных событий с энергией больше 1 МэВ, соответствующих рассеянию нейтрино на электроне, 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 7.1 в приложении.

Рассеяние моноэнергетических нейтрино с энергией E_ν на электронах даёт непрерывный, схожий с Комптоновским, спектр электронов 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:

$$\Phi_\nu(E_{nu}) = \frac{N_{90}^{\nu e}(E_\nu)}{N_e \sigma_{eff}(E_\nu)} \quad (2.2)$$

где $N_e = 8.8 \cdot 10^{31}$ число электронов в сцинтилляторе Борексино, $\sigma_{eff}(E_\nu)$ 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, для FADC системы Борексино оно равно $\sigma_T = 10\% / \sqrt{E/\text{МэВ}}$. Полное эффективное сечение может быть выражено

как:

$$\sigma_{eff} = \int_{T_{th}}^{T_{\nu}^{up}} F(T) dT \quad (2.3)$$

где

$$F(T) = \int_{T^-}^{T^+} \frac{d\sigma(E_{\nu}, T')}{dT'} G(T', \sigma(T'); T) dT'. \quad (2.4)$$

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, приходящихся на один радио-всплеск, для нейтрино с энергией E_{ν} . Этот предел может быть рассчитан как $N_{90}^{\nu e} = 1.64\sqrt{N_{in} + N_{bkg}}/N_{GRB}$. 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 $E_{\nu} > 5$ МэВ с шагом в 1 МэВ. Граница интегрирования T_{th} из выражения 2.3 была выбрана равной 1 МэВ. Сечение рассеяния в формуле 2.4 было рассчитано исходя из стандартной электрослабой модели по формуле 2.5 для нейтрино и по формуле 2.6 для антинейтрино [13].

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G^2m}{\pi} \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{E_{\nu}} \right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{E_{\nu}^2} \right] \quad (2.5)$$

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G^2m}{\pi} \left[g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E_{\nu}} \right)^2 - g_L g_R \frac{mT}{E_{\nu}^2} \right] \quad (2.6)$$

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 2.1 и в таблице 7.2 в приложении.

2.3. 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

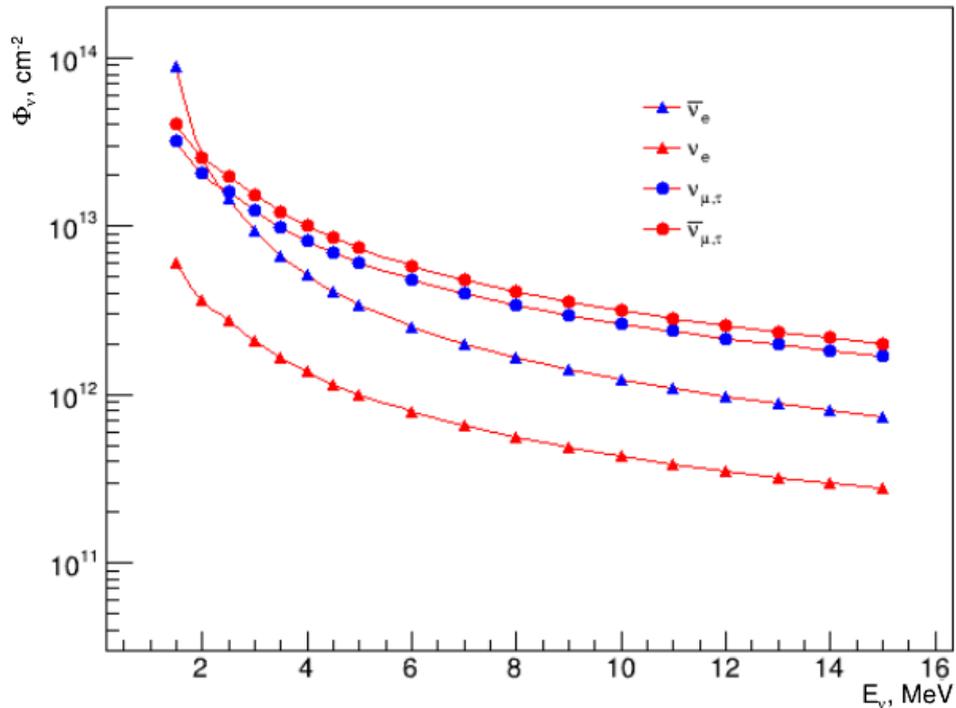


Рисунок 2.1 — Верхний предел на флюенс всех типов нейтрино для FRB через рассеяние на электронах. Треугольниками обозначены пределы для электронных нейтрино и антинейтрино (красный и синий цвет соответственно), а кругами для мюонных и тау нейтрино и антинейтрино (аналогично красный и синий цвет)

$\tau = 254.5 \pm 1.8$ 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 позитрона.

При отборе событий по обратному бета-распаду искалась пара событий, разделенных 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, 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 [14]. Общее время всех использованных данных, за вычетом временного вето от мюонов (2 с если мюон попал во внутренний детектор, и 2 мс если он попал только во внешний детектор), составляет 2007.9 дня. 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 [15]. Верхний 90% доверительный предел на количество событий, связанных с радио-всплесками μ_{90} , был рассчитан исходя из процедуры Фельдмана-Казинса [16] 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:

$$N_{90}^{IBD} = \frac{\mu_{90}}{N_{FRB}} \quad (2.7)$$

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

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{N_{90}^{IBD}(E_{\bar{\nu}_e})}{N_p \langle \epsilon \rangle \sigma(E_{\bar{\nu}_e})} \quad (2.8)$$

где $N_p = 1.6 \cdot 10^{31}$ количество протонов в сцинтилляторе Борексино, $\langle \epsilon \rangle$ средняя эффективность регистрации, в ходе данной работы полагалась

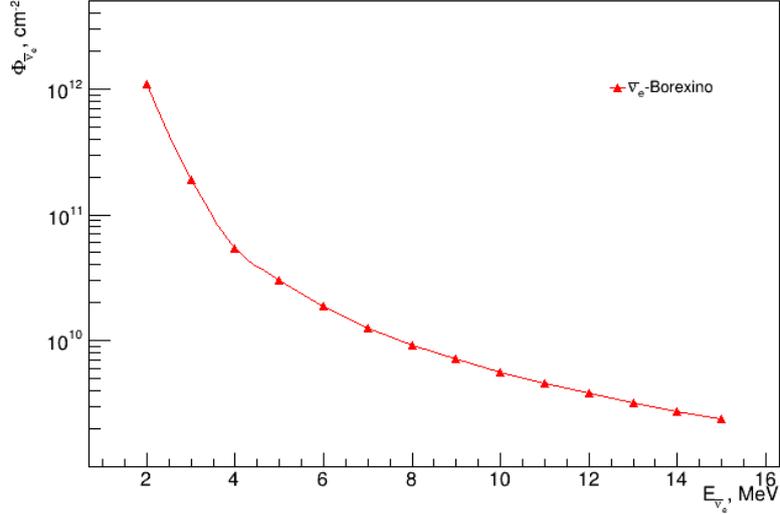


Рисунок 2.2 — Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино для FRB через обратный бета-распад

равной 1, $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ сечение взаимодействия для обратного бета-распада, рассчитанное аналогично [17]. Результаты всех вычислений представлены на рис. 2.2 и таблице 7.1 в приложении.

2.4. АНАЛИЗ И СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Есть еще один предел на флюенс электронного антинейтрино который был получен IceCube через обратный бета-распад [18]. Их результаты были получены из предположения, что нейтринный спектр от радиовсплесков схож со спектром от коллапса ядра сверхновой, что на момент написания ими статьи являлось весьма правдоподобной теорией, аналитически их наименьший предел можно записать как $\langle E \rangle^3 / (19.2)^3 \cdot F < 8 \cdot 10^{11} \text{МэВ}^3 \text{см}^2$, для временного окна в 10 мс. Их результаты приведены на рисунке 2.3.

Для сравнения наших результатов следует заметить следующее, обычно спектр от сверхновой записывают так [19]:

$$\Phi(E_\nu) = \frac{E_{tot}}{\langle E_\nu \rangle 4\pi D^2} \frac{E_\nu^\alpha e^{-E_\nu/T}}{T^{\alpha+1} \Gamma(\alpha + 1)}, \quad (2.9)$$

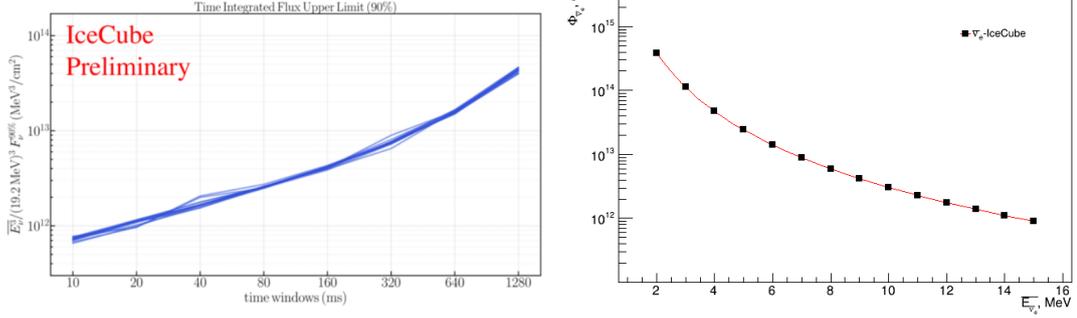


Рисунок 2.3 — Верхний предел полученный IceCube для разных временных окон (слева) и их сильнейший предел (для временного окна 10 мс) для разных средних энергий (справа)

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 2.9. Предел, полученный IceCube для разных средних энергий, показан на рисунке 2.3.

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 2.9

$$\Phi(E_\nu) \sim \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E_\nu / \langle E_\nu \rangle} \quad (2.10)$$

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

$$3 \frac{E_\nu^2}{\langle E_\nu \rangle^5} e^{-4E_\nu / \langle E_\nu \rangle} - 4 \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^6} e^{-4E_\nu / \langle E_\nu \rangle} = 0 \quad (2.11)$$

что даёт нам

$$E_\nu = \frac{3}{4} \langle E_\nu \rangle \quad (2.12)$$

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 за-

висимости 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 2.10 и приравниваем её к нулю.

$$-5 \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle^6} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} + 4 \frac{E_\nu^4}{\langle E_\nu \rangle^7} e^{-4E_\nu/\langle E_\nu \rangle} = 0 \quad (2.13)$$

что даёт

$$E_\nu = \frac{5}{4} \langle E_\nu \rangle \quad (2.14)$$

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

$$\Phi(3/4\langle E_\nu \rangle) \sim \left(\frac{3}{4}\right)^3 e^{-3\langle E_\nu \rangle^{-2}} \quad (2.15)$$

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

$$\Phi(5/4\langle E_\nu \rangle) \sim \left(\frac{5}{4}\right)^3 e^{-5\langle E_\nu \rangle^{-2}} \quad (2.16)$$

можно получить формулу для перевода предела для средней энергии, 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:

$$\begin{aligned} \Phi_\nu(E_\nu) = \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5E_\nu) \frac{\left(\frac{5}{4}\right)^3 e^{-5\langle E_\nu \rangle^{-2}}}{\left(\frac{3}{4}\right)^3 e^{-3\langle E_\nu \rangle^{-2}}} &= \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5E_\nu) \left(\frac{5}{3}\right)^3 e^{-2} \approx \\ &\approx 0.626 \Phi_\nu(\langle E_\nu \rangle = 4/5E_\nu) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Сравнение результатов представлено на рисунке 5.1

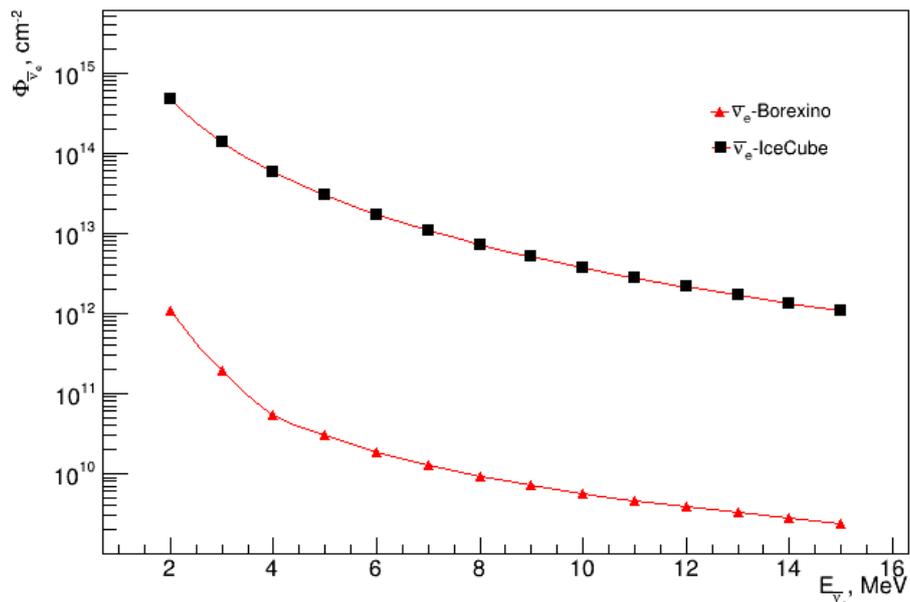


Рисунок 2.4 — Сравнение результатов Борексино и IceCube

2.5. ИТОГОВЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ПО ПОИСКУ НЕЙТРИНО ОТ FRB

В ходе данной работы был проведен поиск нейтринного сигнала от быстрых радио-всплесков, на сегодняшний день, всё еще весьма плохо изученного типа космических явлений. 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.

3. ГАММА-ВСПЛЕСКИ

Гамма-всплеск (GRB) это высокоэнергетическое астрофизическое событие сопровождающееся всплеском гамма излучения (~ 1 всплеск в день). GRB одни из самых ярких событий в электромагнитном диапазоне, в течение нескольких секунд может выделиться до 10^{54} эрг. GRB разделяют на короткие, длительностью менее 2 с с более жестким спектром и длинные длительностью более 2 с с более мягким спектром. По наиболее распространённым теориям возникновение длинных GRB связывают с коллапсом массивных звезд, сверхновыми типа Ib/c, [20] [21]. 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 же GRB приписывают слиянию двух компактных объектов, например, двух нейтронных звезд или черной дыры и нейтронной звезды [22], что подтверждается наблюдением гамма-всплеска GRB170817A и всплеска гравитационных волн GW170817 [23]. 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 в несколько десятков кубических километров. После чего эта энергия ещё больше 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]

$$\Phi_\nu = 10^4 \text{ м}^{-2} \left(\frac{E_\nu^{tot}}{2 \cdot 10^{53} \text{ эрг}} \right) \left(\frac{56 \text{ МэВ}}{E_\nu} \right) \left(\frac{4000 \text{ Мпк}}{D} \right)^2, \quad (3.1)$$

где E_ν^{tot} - полная энергия, выделившаяся в виде нейтрино, D расстояние до GRB.

Так же помимо этих моделей есть еще модель, приписывающая возникновение GRB космическим струнам. Изначально она выдвигалась как альтернатива двум вышеизложенным моделям, но со временем, так как она плохо описывала длинные всплески, и так как были получены указания на то, что хотя бы часть коротких GRB всё-таки относится к слиянию компактных объектов, перешла к описанию отдельного класса коротких и обладающих очень большим красным смещением GRB, 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. Такие струны являются практически одномерными объектами (их диаметр много меньше ядра атома $\sim 10^{-29}$ см), длина которых оценивается минимум сотнями парсек. При всём этом они имеют очень большую удельную массу $\sim 10^{22}$ г/см, всего один километр такой струны должен иметь массу Земли. Такие струны могут реагировать на внешние электромагнитные поля, как тонкие сверхпроводящие провода, развивая электрические токи при своём движении через космические магнитные поля. Таким образом, из-за своих огромных размеров, в ходе своих колебаний петли из сверхпроводящих струн могут развивать очень большие токи, даже в достаточно слабом магнитном поле галактик. В результате чего из небольших участков струн, где их скорость почти достигает скорости света, может происходить испускание коротких электромагнитных всплесков [28]. Данная модель так же приводит к тому, что большая часть энергии должна выделиться в виде нейтрино МэВ энергий. Для та-

кой модели расчеты приводят к следующему выражению [25]

$$\Phi_\nu = 10^8 \text{ см}^{-2} \left(\frac{10^{-10}}{\eta_\gamma} \right) \left(\frac{100 \text{ МэВ}}{E_\nu} \right) \left(\frac{F_\gamma}{10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{ см}^2} \right), \quad (3.2)$$

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

3.1. ВЫБОР ВРЕМЕННОГО ОКНА И ДАННЫХ ПО ГАММА-ВСПЛЕСКАМ

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 GRB¹ [29]. Из почти 4000 всплесков за период с 2009 по 2019 год было отобрано 1751 всплесков во время которых Борексино 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 красное смещение которых больше $z > 2$. 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 2.1 точно должны попасть нейтрино с энергиями больше $E_{th} = 1$ МэВ (пороговой энергии для FADC системы Борексино) даже для очень далеких GRB с красным смещением порядка $z \sim 10$. Для измерения фона выбрано окно $[-2000; -1000] \cup [1000; 2000]$. Для анализа событий через обратный бета-распад было выбрано окно ± 5000 с.

¹<http://grbweb.icecube.wisc.edu/>

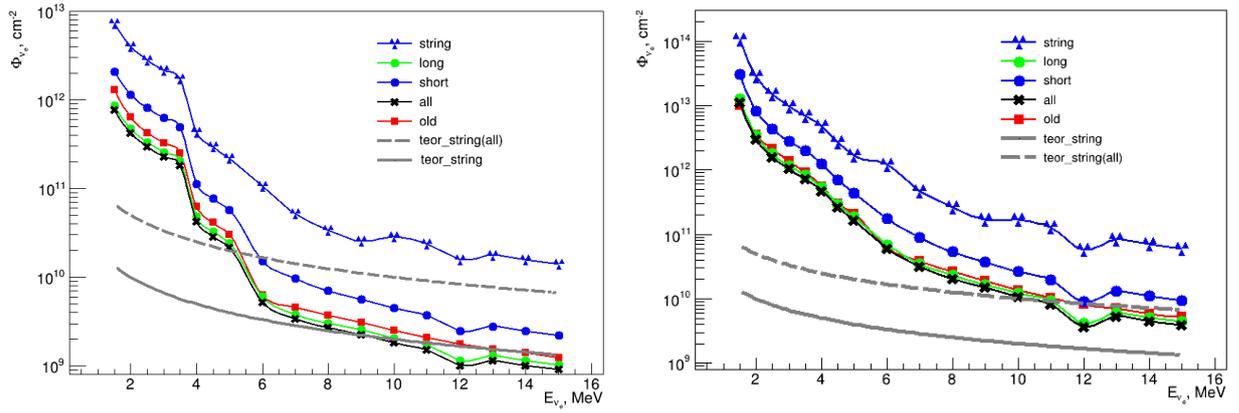


Рисунок 3.1 — Предел на флюенс электронного нейтрино для GRB разных моделей (слева) и для электронного антинейтрино (справа)

3.2. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНАХ

Для расчета пределов были проделаны аналогичные действия, что и для FRB. Гистограммы, показывающие количество событий в зависимости от времени до GRB и распределение событий по энергиям для различных моделей приведены на рисунках 7.2-7.5 в приложении. Результаты данных вычислений представлены на рисунках 3.1-3.2 и в таблицах 7.3-7.6 в приложении. На рисунках 3.1-3.2 представлены графики зависимости предела на флюенс для всех типов нейтрино и антинейтрино в зависимости от типа GRB или предполагаемой модели (черными крестами обозначены пределы полученные с использованием всех GRB, зелёными кругами пределы отдельно для длинных и синими кругами отдельно для коротких GRB, тремя синими треугольниками показаны результаты для GRB отобранных для модели со струнами). Так же на графиках показаны старые результаты Борексино по данному анализу [15] (красные квадраты) и теоретические кривые для модели GRB со струнами (серая сплошная линия для отдельно отобранных коротких и далеких GRB и серая штриховая линия для всех GRB), модели с образованием фаербола дают намного меньший результат и поэтому на графиках не показаны. Из графиков видно, что новые результаты практически везде лежат ниже полученных Борексино ранее (ранее использовались все GRB без разделения на модели). Так же из графиков видно, что теоретическая кривая для модели со струнами, если пытаться объяснить данной моделью все GRB, а не только отдельный

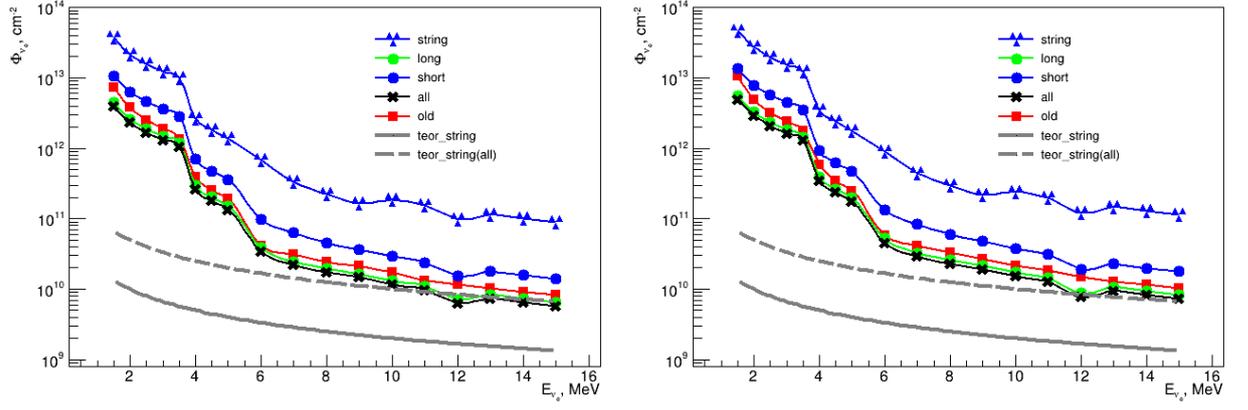


Рисунок 3.2 — Предел на флюенс мюонного (ν_μ) нейтрино (слева) и анти-нейтрино (справа) для GRB разных моделей

подкласс, 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 (ν_μ) 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 3.3. Крестами зелёными и черными показаны пределы для мюонных (ν_μ) нейтрино и антинейтрино соответственно. Красными и синими кругами показаны пределы для электронного нейтрино и антинейтрино. Так же голубыми и серыми квадратами показаны пределы полученные SNO и Super-Kamiokande для электронного нейтрино, аналогичные графики для остальных типов нейтрино опущены так как имеют примерно такую же зависимость. Из данного рисунка и предыдущих видно, что новые результаты дают более строгие ограничения на флюенс в диапазоне от 1.5 до 7 МэВ.

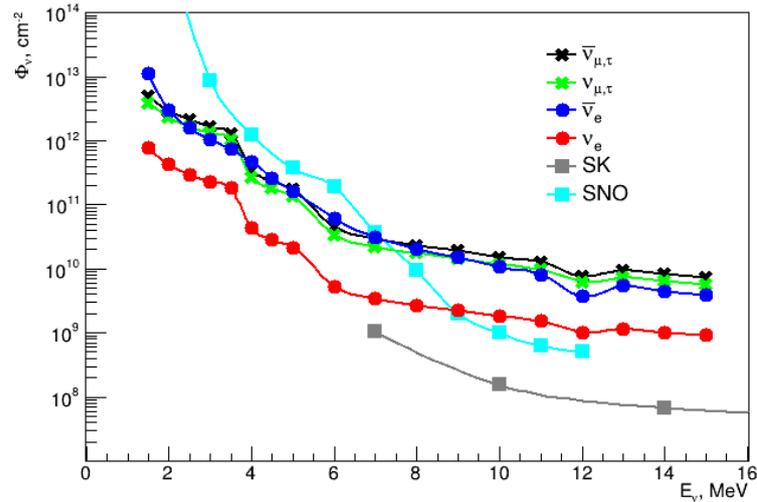


Рисунок 3.3 — Сравнение новых результатов с результатами полученными другими нейтринными телескопами

3.3. ОБРАТНЫЙ БЕТА-РАСПАД

Аналогично был произведен расчет пределов через обратный бета-распад. Результат данных расчётов приведен на графике 3.4 и таблице 7.7 в приложении. Черной линией обозначены пределы для всех GRB, зеленой и синей линиями показаны пределы для длинных и коротких всплесков, красной линией показаны пределы для модели GRB со струнами. Так же на графике показаны теоретические значения для модели со струнами, серой сплошной линией для коротких и далёких GRB и пунктирной линией для всех GRB. Из данного графика уже видно, что объяснить все GRB моделью со струнами нельзя как минимум для электронного 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 3.5. Красной линией на данном графике показаны новые результаты, полученные с использованием FADC системы Борексино. Так же на нем зеленой и черной линией показаны старые результаты Борексино, по-

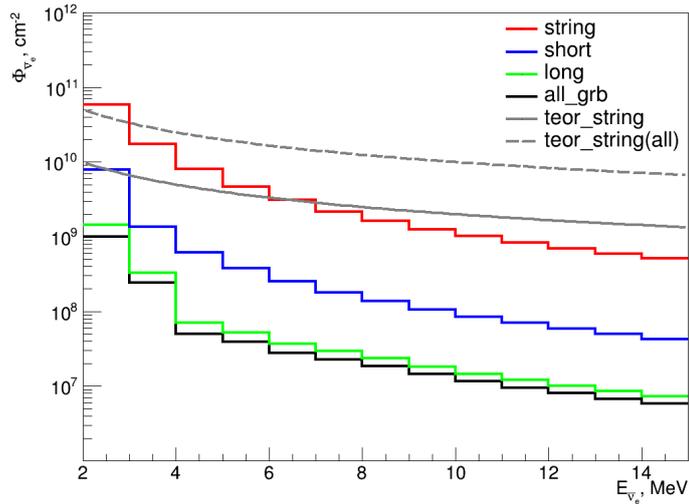


Рисунок 3.4 — Предел на флюенс электронного антинейтрино для GRB разных моделей через обратный бета-распад

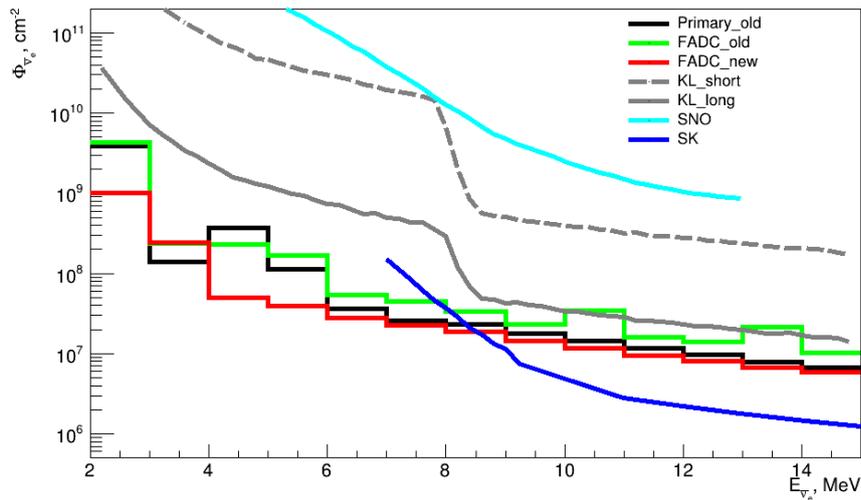


Рисунок 3.5 — Сравнение новых результатов с результатами полученными другими нейтринными телескопами

лученные с использованием FADC и первичной систем. Серыми линиями показаны результаты KamLAND, сплошной линией для длинных и пунктирной линией для коротких всплесков. Так же синей и голубой линиями показаны результаты SNO и Super-Kamiokande соответственно. Новый предел, как это видно из графика, почти везде лежит ниже чем предыдущие результаты Борексино, однако не так сильно из-за 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 результаты Борексина оказываются лучше.

3.4. 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 1.5 до 7 МэВ для рассеяния на электронах и более строгие пределы от 2 до 8 МэВ, за исключением 3 МэВ, через обратный бета-распад. Так же было сделано ограничение на модель GRB со струнами. Получено ограничение через обратный бета-распад на параметр η_γ , отношение флюенсов нейтрино и гамма-излучения $10^{-10} < \eta_\gamma < 10^{-9}$, которое говорит о невозможности применения этой модели ко всем GRB и о более строгом ограничении на этот параметр для коротких и далеких GRB так, что он должен лежать в пределах $2.62 \cdot 10^{-10} < \eta_\gamma < 10^{-9}$.

4. 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 в одну более массивную вращающуюся чёрную дыру. 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 гравитационные волны является весьма универсальным источником информации об явлении. Гравитационные волны очень слабы и на практике пока могут наблюдаться только от слияния массивных объектов таких как черные дыры и нейтронные звезды. Такие события по сути являются катаклизмическими процессами с высвобождением 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 [22]. 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].

4.1. ВЫБОР ВРЕМЕННОГО ОКНА И ДАННЫХ ПО ВСПЛЕСКАМ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В данном анализе использовались данные с сайта гравитационно-волновой обсерватории LIGO ¹ 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.

4.2. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНАХ

В результате расчётов, аналогичных расчётам в предыдущих частях, получены результаты, показанные на рисунке 4.1 и в таблице 7.8 в приложении. На данных графиках показаны старые результаты Борексино [36] синими линиями для нейтрино и красными для антинейтрино разных типов. Черными крестами и зелёными квадратами показаны новые пределы для нейтрино и антинейтрино различных сортов. Так же показаны результаты Super-Kamiokande [37] голубым цветом для нейтрино и серым для антинейтрино различных типов (для электронного антинейтрино Super-Kamiokande приводит только предел через обратный бета-распад). Из данных графиков видно, что если сравнивать со старыми данными Борексино и Super-Kamiokande есть область от 4 до 7 МэВ в который новые данные строже чем прежние. Гистограммы, показывающие количество событий в зависимости от времени до всплеска гравитационных волн и распределение событий по энергиям приведены на рисунке 7.6 в приложении.

¹<https://gracedb.ligo.org/>

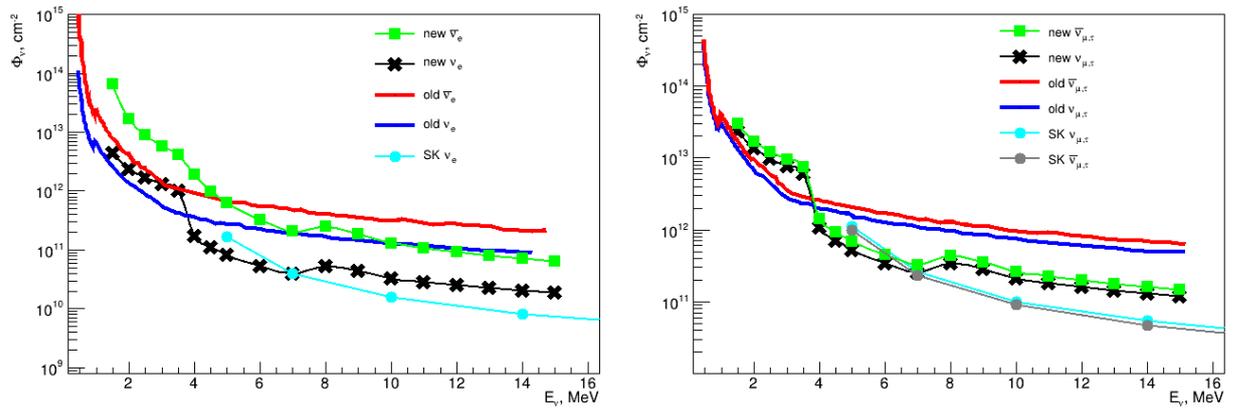


Рисунок 4.1 — Предел на флюенс нейтрино через рассеяние на электронах для гравитационных волн в сравнении с результатами полученными другими нейтринными телескопами. Предел для электронного нейтрино и антинейтрино слева и предел для мюонного (тау) нейтрино и антинейтрино справа

4.3. ОБРАТНЫЙ БЕТА-РАСПАД

Аналогичные расчёты для обратного бета-распада по итогу дают следующие результаты представленные на рисунке 4.2 и в таблице 7.9 в приложении. На данном графике помимо старых результатов Борексина (черная пунктирная линия, новые результаты показаны черной сплошной линией) отложены результаты Super-Kamiokande [37] (голубая линия), KamLAND [38] (синяя линия результаты за третий период наблюдений и красная за второй), Daya Bay [39] (зеленная линия). Из данных графиков видно, что новые пределы оказываются более строгими в области от 2 до 5 МэВ.

4.4. ИТОГОВЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ПО ПОИСКУ НЕЙТРИНО ОТ ВСПЛЕСКОВ 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

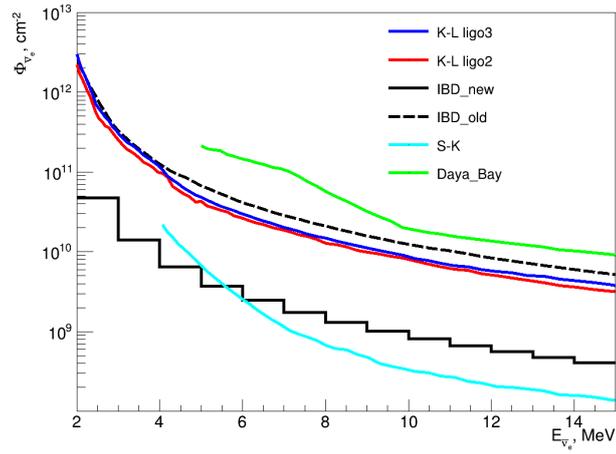


Рисунок 4.2 — Предел на флюенс электронного антинейтрино для гравитационных волн через обратный бета-распад в сравнении с результатами полученными другими нейтринными телескопами

строгие в диапазоне от 4 до 7 по рассеянию на электронах и более строгие в диапазоне от 2 до 5 МэВ по обратному бета-распаду.

5. 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 $0.01 - 0.1M_{\odot}$ 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 именно версия со взрывом сверхновой. Однако сами свойства FBOT накладывают серьезные ограничения на модели сверхновых. 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, $M_{\text{Ni}} < 0.05M_{\odot}$ [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 низкой металличностью. В такой звезде после выгорания гелия образуется массивное C+O ядро, что может привести к неустойчивостям связанным с образованием фотонами, удерживающими звезду от коллапса, электрон-позитронных пар. В результате чего уменьшается радиационное давление, что приводит звезду в сверхсжатое состояние, вызывающее взрывное горение кислорода в ядре, что, в свою очередь, заставляет оболочку звезды отскочить. Таким образом звезда начинает 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 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 FВOT. Так же данная модель предполагает образование большого количества нейтрино, в основном, с энергией порядка 1 МэВ, но

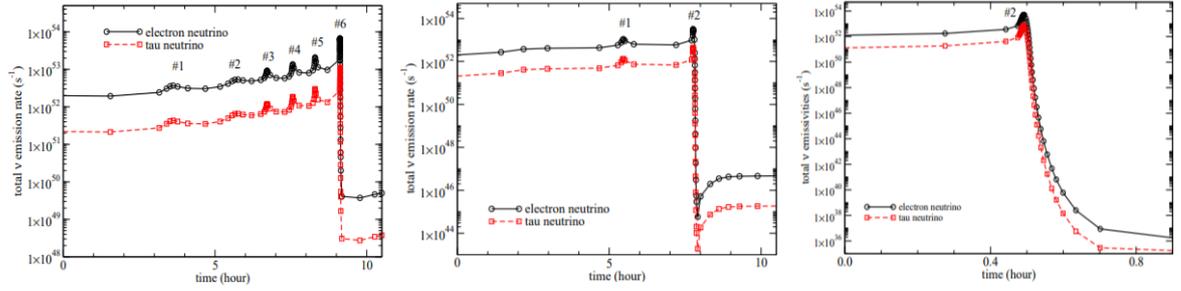


Рисунок 5.1 — Нейтринные спектры для различных параметров начальных звезд, $40M_{\odot}$ (He40A), $50M_{\odot}$ (He50A) И $62M_{\odot}$ (He62A) соответственно [46]

с весьма специфическим временным спектром. На рисунке 5.1 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 фоне, и вероятно будет слишком слабым для детектирования на Борексине [46], однако возможность пронаблюдать их, например, от очень высокоэнергетического FВOT, 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 FВOT время $t_{rise} \leq 5$ д. Такое малое время нарастания может быть объяснено массой черной дыры, которая должна быть $M_{BH} \sim 10^4 M_{\odot}$ [40]. То есть будет происходить приливное разрушение звезды с главной последовательности черной дырой средней массы. Однако такой процесс не может объяснить высокую светимость FВOT, 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 предсказывается 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].

5.1. ВЫБОР ВРЕМЕННОГО ОКНА И ДАННЫХ ПО FBOT

В ходе отбора данных для этого анализа искали FBOT, примерное время начала которых было определено с достаточно большой точностью, так как все они наблюдались постфактум. По итогу из 64 предлагаемых кандидатов в статьях [51] и [52] было отобрано 2 FBOT, примерное время начала которых достаточно точно определено. Так как модель PPISN даёт весьма специфические спектры для различных звезд, которые делятся до 10 часов, в анализе использовались 4 временных окна ± 12 часов от предполагаемого начала для модели He40A, ± 11 часов для модели He50A, ± 1 час для модели He62A и ± 1000 секунд для модели с TDE. Соответствующие окна для фона были выбраны по аналогии с GRB, GW и FRB, половина временного окна для сигнала до начала окна для сигнала и половина окна после конца 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.

Таблица 5.1 — Отобранные FBOT

FBOT	t_0	z
ZTF18abukavn	2018-09-09 03:30:00	0.03154
ZTF18abvkwla	2018-09-11 10:05:40	0.27

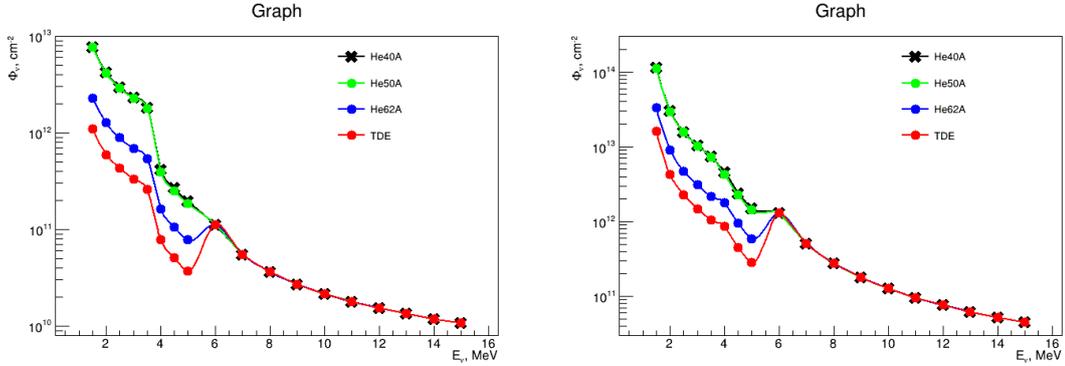


Рисунок 5.2 — Предел на флюенс электронного нейтрино (слева) и анти-нейтрино (справа) для различных моделей FBOT

У ZTF18abvkwla [53] 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.

5.2. РАССЕЙЯНИЕ НА ЭЛЕКТРОНАХ

Расчёты, аналогичные предыдущим, дают следующие результаты, представленные на рисунках 5.2 и 5.3 и в таблицах 7.10-7.13 в приложении. Черными крестами показаны пределы для модели He40A, зелёными кругами для модели He50A, синими кругами для модели He62A и красными кругами для модели TDE. Гистограммы, показывающие количество событий в зависимости от времени до FBOT и распределение событий по энергиям для различных моделей приведены на рисунках 7.7-7.10 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.

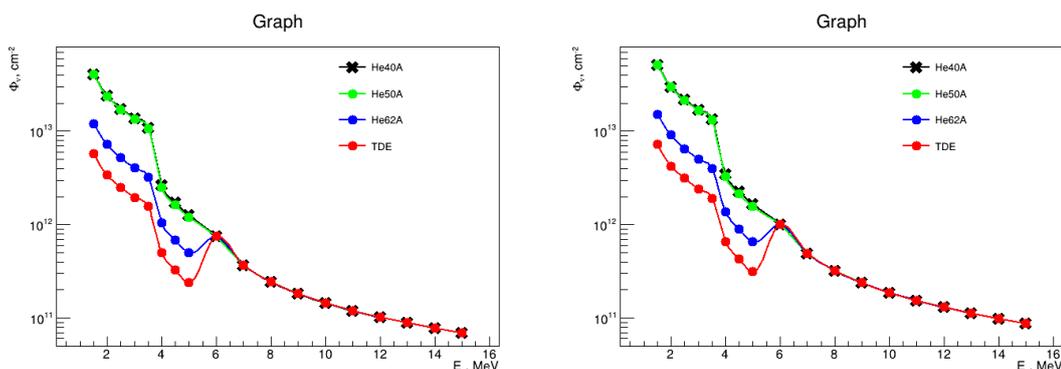


Рисунок 5.3 — Предел на флюенс мюонного (τ) нейтрино (слева) и анти-нейтрино (справа) для различных моделей FVOT

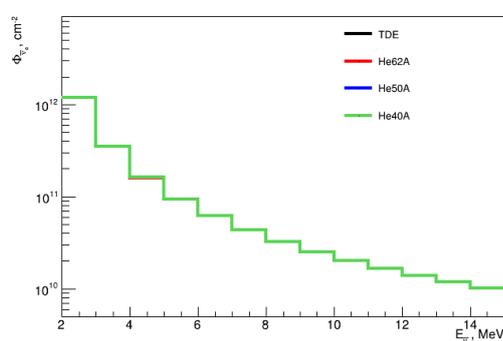


Рисунок 5.4 — Предел на флюенс для FVOT различных моделей через обратный бета-распад

5.3. ОБРАТНЫЙ БЕТА-РАСПАД

Так же произведя расчёты для обратного бета-распада, были получены следующие результаты, представленные на рисунке 5.4 и таблице 7.14 в приложении. Из-за малой статистики данные практически слились.

5.4. РАСЧЁТ ПРЕДЕЛА НА ЭНЕРГИЮ, ВЫДЕЛИВШУЮСЯ В ВИДЕ НЕЙТРИНО

Так как для этих FVOT красное смещение удалось померить достаточно точно, то можно поставить предел на энергию, выделившуюся в виде нейтрино. Флюенс измеряемый на Земле связан с излучаемой энергией в диапазоне от E_{min} до E_{max} , при условии изотропности излучения, как

Таблица 5.2 — Верхний предел на энергию, выделившуюся в виде нейтрино

Модель	ν_e , эрг	$\bar{\nu}_e$, эрг	$\nu_{\mu,\tau}$, эрг	$\bar{\nu}_{\mu,\tau}$, эрг	Суммарно, эрг
He40A	$1.59 \cdot 10^{64}$	$8.26 \cdot 10^{62}$	$8.08 \cdot 10^{64}$	$1.01 \cdot 10^{65}$	$1.84 \cdot 10^{65}$
He50A	$1.57 \cdot 10^{64}$	$8.26 \cdot 10^{62}$	$7.97 \cdot 10^{64}$	$1 \cdot 10^{65}$	$1.83 \cdot 10^{65}$
He62A	$5.86 \cdot 10^{61}$	$1.12 \cdot 10^{61}$	$2.89 \cdot 10^{62}$	$3.61 \cdot 10^{62}$	$6.07 \cdot 10^{62}$
TDE	$2.51 \cdot 10^{61}$	$1.12 \cdot 10^{61}$	$1.18 \cdot 10^{62}$	$1.45 \cdot 10^{62}$	$1.01 \cdot 10^{62}$

$$E = 4\pi D^2 \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) E dE, \quad (5.1)$$

где D - расстояние до источника. В нашем случае подставив предел на флюенс можно получить верхний предел на энергию, излучаемую в виде нейтрино в диапазоне от 1.5 до 15 МэВ, при условии, что в данном событии образуется преимущественно один тип нейтрино (антинейтрино). Теоретически же предсказывается, что в модели PPISN нейтрино должны образовываться парами, то есть должно образовываться примерно одинаково нейтрино (антинейтрино) каждого типа. Тогда, что бы учесть это необходимо будет разделить количество событий зафиксированных Борексино в соответствии с сечениями между всеми типами нейтрино (при одинаковых потоках количество зарегистрированных нейтрино должно быть пропорционально сечению для данного типа). По итогу всех вычислений были получены следующие ограничения на энергию, выделяющуюся в виде нейтрино показанные на рисунке 5.5 и таблице 5.2. На данном графике показаны пределы в случае если образуется преимущественно один тип нейтрино, три синих треугольника для электронного антинейтрино, красный круг для электронного нейтрино, зелёный квадрат для мюонного (тау) нейтрино и красный треугольник для мюонного (тау) антинейтрино. Также черными крестами показаны пределы на суммарную энергию в предположении, что образовалось одинаковое количество каждого типа нейтрино (антинейтрино), в таблице соответственно столбец "суммарно". Стоит отметить, что данные пределы намного выше чем энергия предсказываемая теоретически $E_{\text{теор}} \sim 10^{50} - 10^{53}$ эрг.

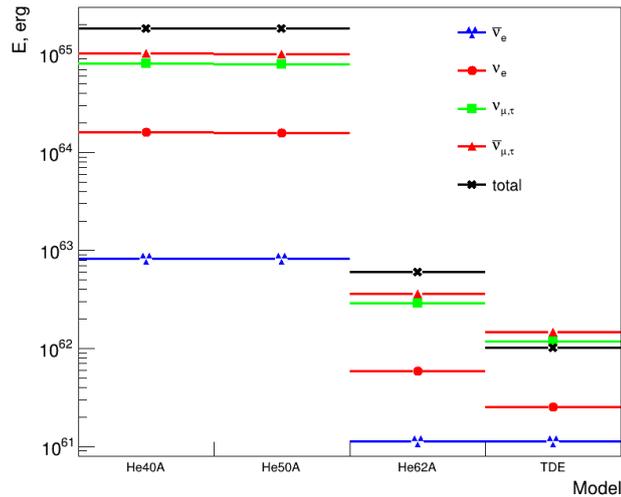


Рисунок 5.5 — Предел энергии выделяющуюся в виде нейтрино в зависимости от модели для разных типов нейтрино (антинейтрино)

5.5. ИТОГОВЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ПО ПОИСКУ НЕЙТРИНО ОТ ФВОТ

В данном анализе были получены первые пределы на флюенс нейтрино (антинейтрино) через рассеивание на электронах в диапазоне от 1.5 до 15 МэВ и через обратный бета-распад в диапазоне от 2 до 15 МэВ, а также пределы на энергию выделяющуюся в виде нейтрино для такого достаточно плохо изученного типа объектов как ФВОТ. 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, и как результат лучше изучить их, не только по нейтринному спектру, но и по ранним спектрам электромагнитного излучения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

1) Получены первые пределы на флюенс для FRB через рассеяние на электронах в диапазоне энергий 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 пределы на флюенс всех ароматов нейтрино (антинейтрино) для GRB в диапазоне от 1.5 до 7 МэВ по рассеянию на электронах и более строгие пределы для электронного антинейтрино в диапазоне от 2 до 8 МэВ, через обратный бета-распад. А так же поставлены ограничения на параметр модели GRB со струнами 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 всех ароматов нейтрино (антинейтрино) для всплесков гравитационных волн в диапазоне от 4 до 7 МэВ по рассеянию на электронах и более строгие пределы для электронного антинейтрино в диапазоне от 2 до 5 МэВ, через обратный бета-распад.

4) Получены первые пределы на флюенс для FBOG 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, а так же пределы на энергию, выделяющуюся в виде нейтрино.

7. ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 7.1 — Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино через обратный бета-распад для FRB

E_ν , МэВ	$\Phi_{\bar{\nu}_e}$, 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 7.2 — Верхний предел на флюенс нейтрино всех типов через рассеяние на электронах для FRB

E_ν , МэВ	ν_e , см^{-2}	$\bar{\nu}_e$, см^{-2}	$\nu_{\mu,\tau}$, см^{-2}	$\bar{\nu}_{\mu,\tau}$, 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 7.3 — Верхний предел на флюенс электронного нейтрино для различных моделей GRB через рассеяние на электронах

E_ν , МэВ	<i>Total</i> , см^{-2}	<i>Long</i> , см^{-2}	<i>Short</i> , см^{-2}	<i>String</i> , 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 7.4 — Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино для различных моделей GRB через рассеяние на электронах

$E_\nu, \text{МэВ}$	$Total, \text{см}^{-2}$	$Long, \text{см}^{-2}$	$Short, \text{см}^{-2}$	$String, \text{см}^{-2}$
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 7.5 — Верхний предел на флюенс мюонного (τ) нейтрино для различных моделей GRB через рассеяние на электронах

$E_\nu, \text{МэВ}$	$Total, \text{см}^{-2}$	$Long, \text{см}^{-2}$	$Short, \text{см}^{-2}$	$String, \text{см}^{-2}$
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 7.6 — Верхний предел на флюенс мюонного (τ) антинейтрино для различных моделей GRB через рассеяние на электронах

$E_\nu, \text{МэВ}$	$Total, \text{см}^{-2}$	$Long, \text{см}^{-2}$	$Short, \text{см}^{-2}$	$String, \text{см}^{-2}$
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 7.7 — 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 7.8 — 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	$4.48 \cdot 10^{12}$	$6.60 \cdot 10^{13}$	$2.37 \cdot 10^{13}$	$2.98 \cdot 10^{13}$
4	$1.71 \cdot 10^{11}$	$1.89 \cdot 10^{12}$	$1.08 \cdot 10^{12}$	$1.43 \cdot 10^{12}$
8	$5.33 \cdot 10^{10}$	$2.47 \cdot 10^{11}$	$3.44 \cdot 10^{11}$	$4.36 \cdot 10^{11}$
10	$3.26 \cdot 10^{10}$	$1.31 \cdot 10^{11}$	$2.09 \cdot 10^{11}$	$2.62 \cdot 10^{11}$
14	$2.06 \cdot 10^{10}$	$7.05 \cdot 10^{10}$	$1.30 \cdot 10^{11}$	$1.60 \cdot 10^{11}$

Таблица 7.9 — 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 7.10 — Верхний предел на флюенс мюонного (тау) антинейтрино для различных моделей FВОТ через рассеяние на электронах

$E_\nu, \text{МэВ}$	$He40A, \text{см}^{-2}$	$He50A, \text{см}^{-2}$	$He62A, \text{см}^{-2}$	$TDE, \text{см}^{-2}$
1.5	$5.16 \cdot 10^{13}$	$5.08 \cdot 10^{13}$	$1.51 \cdot 10^{13}$	$7.26 \cdot 10^{12}$
4	$3.46 \cdot 10^{12}$	$3.26 \cdot 10^{12}$	$1.36 \cdot 10^{12}$	$6.54 \cdot 10^{11}$
8	$3.22 \cdot 10^{11}$	$3.22 \cdot 10^{11}$	$3.22 \cdot 10^{11}$	$3.22 \cdot 10^{11}$
10	$1.87 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{11}$
14	$9.91 \cdot 10^{10}$	$9.91 \cdot 10^{10}$	$9.91 \cdot 10^{10}$	$9.91 \cdot 10^{10}$

Таблица 7.11 — Верхний предел на флюенс мюонного (тау) нейтрино для различных моделей FВОТ через рассеяние на электронах

$E_\nu, \text{МэВ}$	$He40A, \text{см}^{-2}$	$He50A, \text{см}^{-2}$	$He62A, \text{см}^{-2}$	$TDE, \text{см}^{-2}$
1.5	$5.16 \cdot 10^{13}$	$5.08 \cdot 10^{13}$	$1.51 \cdot 10^{13}$	$7.26 \cdot 10^{12}$
4	$3.46 \cdot 10^{12}$	$3.26 \cdot 10^{12}$	$1.36 \cdot 10^{12}$	$6.54 \cdot 10^{11}$
8	$3.22 \cdot 10^{11}$	$3.22 \cdot 10^{11}$	$3.22 \cdot 10^{11}$	$3.22 \cdot 10^{11}$
10	$1.87 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{11}$
14	$9.91 \cdot 10^{10}$	$9.91 \cdot 10^{10}$	$9.91 \cdot 10^{10}$	$9.91 \cdot 10^{10}$

Таблица 7.12 — Верхний предел на флюенс электронного нейтрино для различных моделей FВOT через рассеяние на электронах

$E_\nu, \text{МэВ}$	$He40A, \text{см}^{-2}$	$He50A, \text{см}^{-2}$	$He62A, \text{см}^{-2}$	$TDE, \text{см}^{-2}$
1.5	$7.75 \cdot 10^{12}$	$7.63 \cdot 10^{12}$	$2.27 \cdot 10^{12}$	$1.09 \cdot 10^{12}$
4	$4.13 \cdot 10^{11}$	$3.89 \cdot 10^{11}$	$1.63 \cdot 10^{11}$	$7.81 \cdot 10^{10}$
8	$3.64 \cdot 10^{10}$	$3.64 \cdot 10^{10}$	$3.64 \cdot 10^{10}$	$3.64 \cdot 10^{10}$
10	$2.16 \cdot 10^{10}$	$2.16 \cdot 10^{10}$	$2.16 \cdot 10^{10}$	$2.16 \cdot 10^{10}$
14	$1.19 \cdot 10^{10}$	$1.19 \cdot 10^{10}$	$1.19 \cdot 10^{10}$	$1.19 \cdot 10^{10}$

Таблица 7.13 — Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино для различных моделей FВOT через рассеяние на электронах

$E_\nu, \text{МэВ}$	$He40A, \text{см}^{-2}$	$He50A, \text{см}^{-2}$	$He62A, \text{см}^{-2}$	$TDE, \text{см}^{-2}$
1.5	$1.14 \cdot 10^{14}$	$1.12 \cdot 10^{14}$	$3.35 \cdot 10^{13}$	$1.60 \cdot 10^{13}$
4	$4.56 \cdot 10^{12}$	$4.30 \cdot 10^{12}$	$1.80 \cdot 10^{12}$	$8.62 \cdot 10^{11}$
8	$2.77 \cdot 10^{11}$	$2.77 \cdot 10^{11}$	$2.77 \cdot 10^{11}$	$2.77 \cdot 10^{11}$
10	$1.27 \cdot 10^{11}$	$1.27 \cdot 10^{11}$	$1.27 \cdot 10^{11}$	$1.27 \cdot 10^{11}$
14	$5.26 \cdot 10^{10}$	$5.26 \cdot 10^{10}$	$5.26 \cdot 10^{10}$	$5.26 \cdot 10^{10}$

Таблица 7.14 — Верхний предел на флюенс электронного антинейтрино чрез обратный бета-распад для FВOT различных моделей (так как значения практически не различаются для различных моделей приведено только одно значение)

$E_\nu, \text{МэВ}$	$\Phi_{\bar{\nu}_e}, \text{см}^{-2}$
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	$1.01 \cdot 10^{10}$

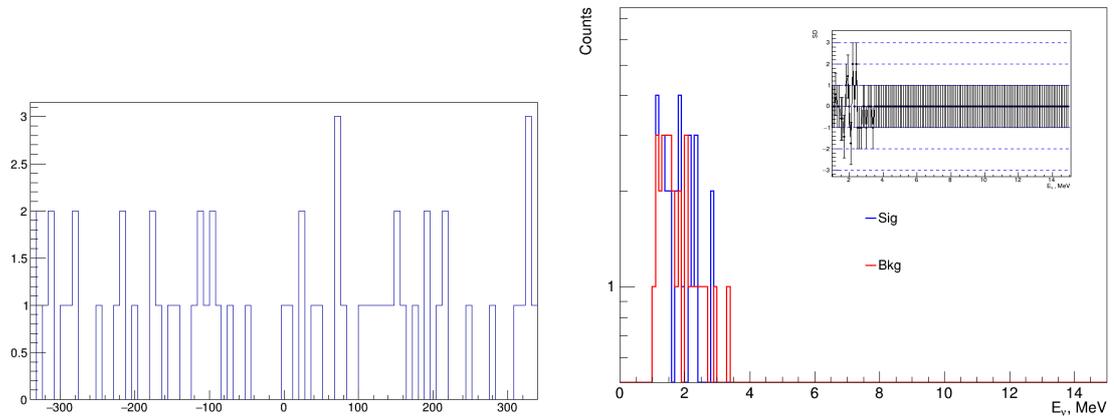


Рисунок 7.1 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для FRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

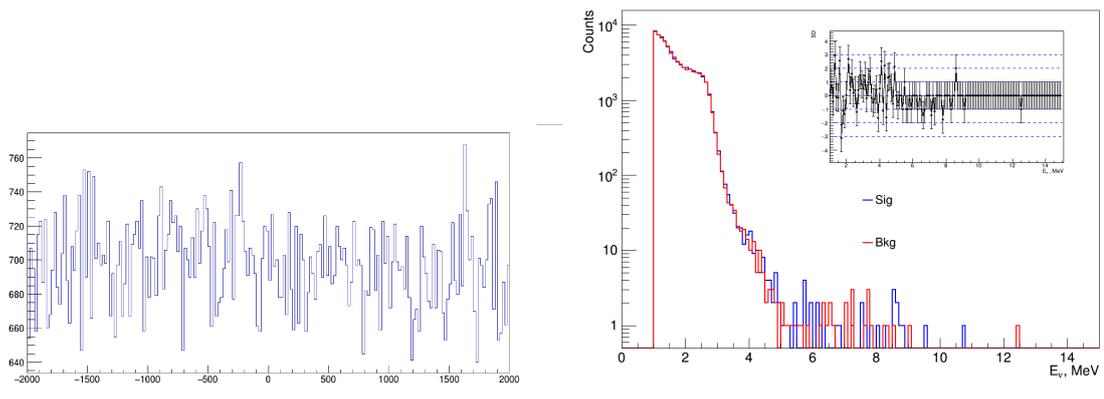


Рисунок 7.2 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для всех GRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

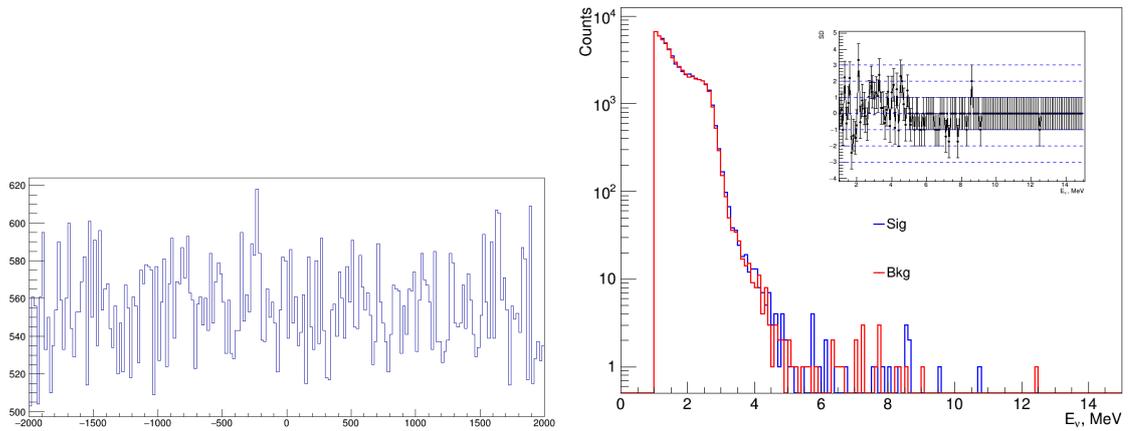


Рисунок 7.3 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для длинных GRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

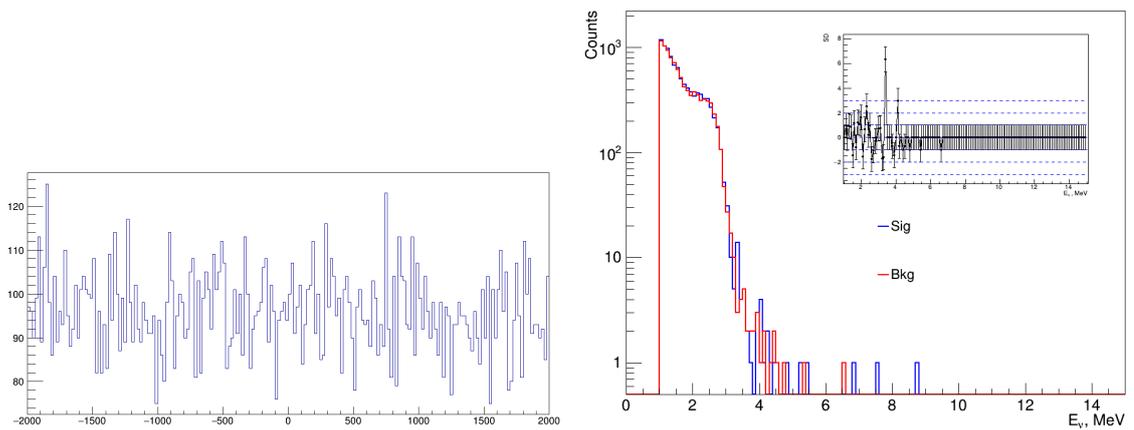


Рисунок 7.4 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для коротких GRB. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

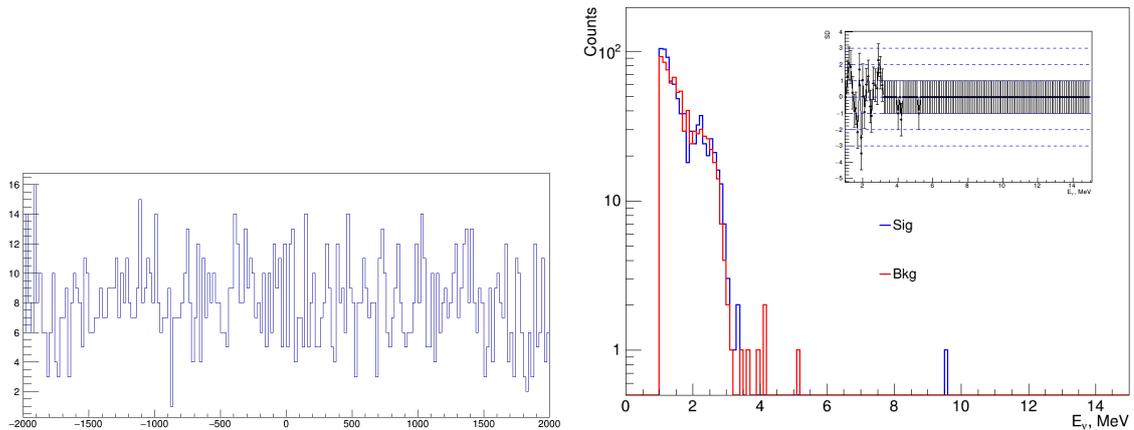


Рисунок 7.5 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для модели GRB со струнами. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

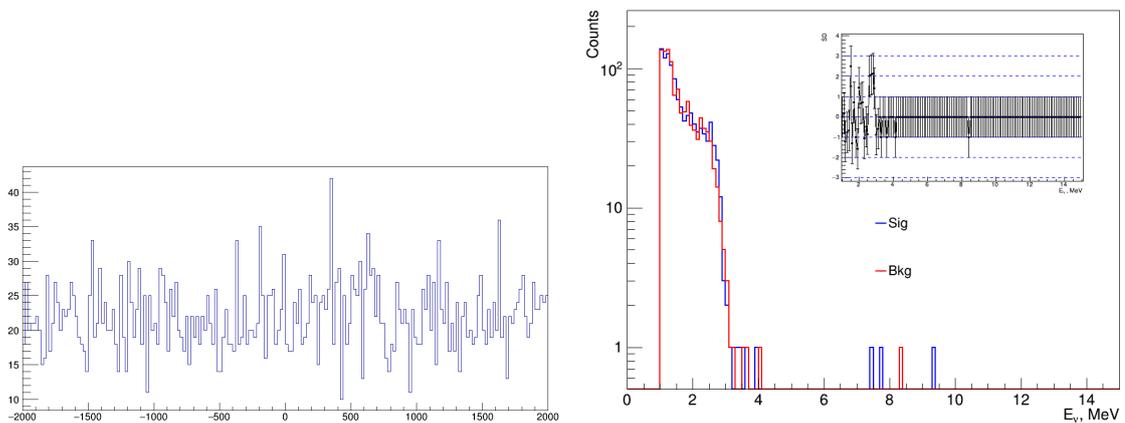


Рисунок 7.6 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для всплесков гравитационных волн. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

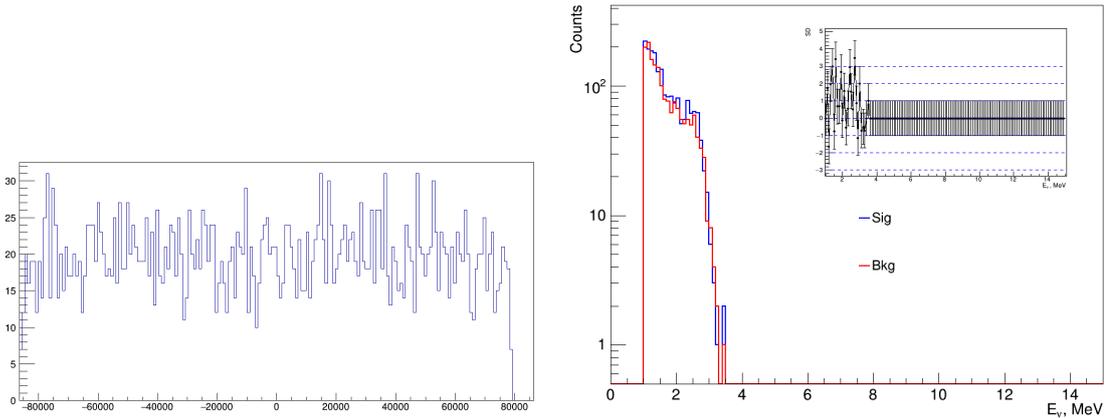


Рисунок 7.7 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для RPISN модели FBOT с начальной звездой $40M_\odot$. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

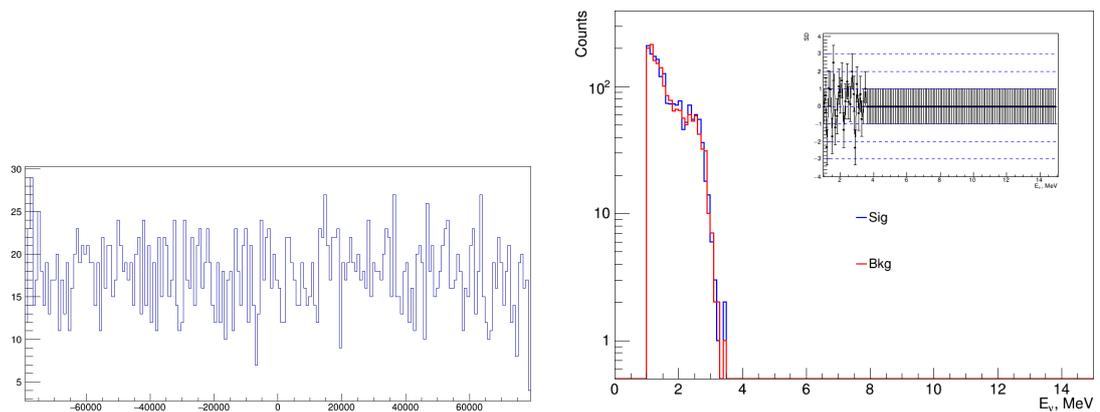


Рисунок 7.8 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для RPISN модели FBOT с начальной звездой $50M_\odot$. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

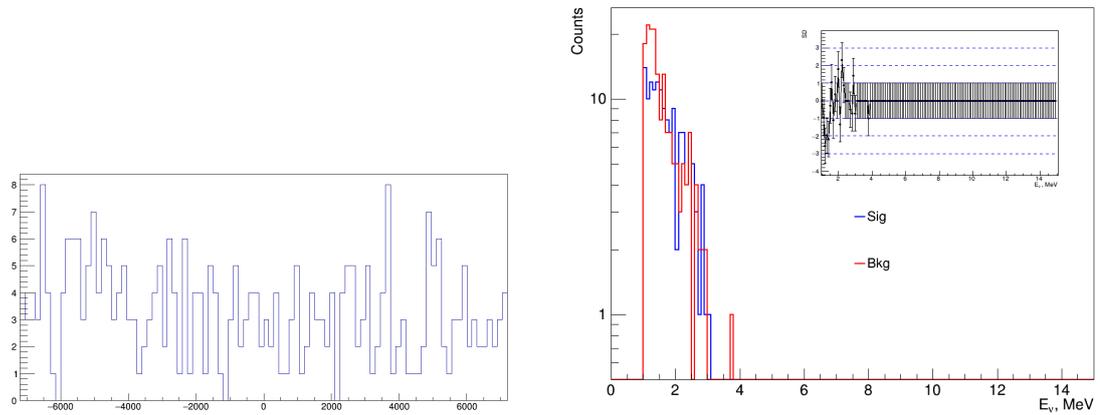


Рисунок 7.9 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для PPISN модели FВОТ с начальной звездой $62M_{\odot}$. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

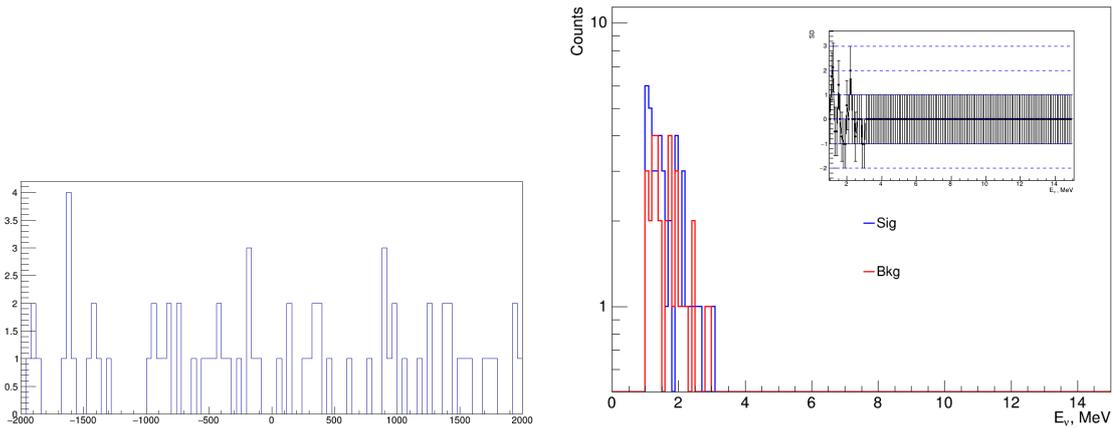


Рисунок 7.10 — Число событий наблюдаемых Борексино в зависимости от времени до начала всплеска (слева) и распределение событий по энергиям, во временном окне для сигнала и фона (справа) для TDE модели FВОТ. Во вставке показана разность между энергетическими спектрами в окне для фона и в окне для сигнала в единицах стандартного отклонения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A / M. G. Aartsen [et al.] // Science. — 2018. — Vol. 361, no. 6398. — eaat1378. — arXiv: [1807.08816](#) [[astro-ph.HE](#)].
2. *Drachnev I. S.* Search for low-energy Borexino signal in correlation with GRB. — Borexino collaboration internal report, 2019.
3. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso / G. Alimonti [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2009. — Vol. 600. — P. 568–593. — arXiv: [0806.2400](#) [[physics.ins-det](#)].
4. A Living Theory Catalogue for Fast Radio Bursts / E. Platts [et al.] // Phys. Rept. — 2019. — Vol. 821. — P. 1–27. — arXiv: [1810.05836](#) [[astro-ph.HE](#)].
5. 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, no. 2. — P. L29. — arXiv: [2005.06335](#) [[astro-ph.HE](#)].
6. *Kumar P., Lu W., Bhattacharya M.* Fast radio burst source properties and curvature radiation model // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2017. — Vol. 468, no. 3. — P. 2726–2739. — arXiv: [1703.06139](#) [[astro-ph.HE](#)].
7. *Lyubarsky Y.* A model for fast extragalactic radio bursts // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2014. — Vol. 442. — P. 9. — arXiv: [1401.6674](#) [[astro-ph.HE](#)].
8. *Beloborodov A. M.* A flaring magnetar in FRB 121102? // Astrophys. J. Lett. — 2017. — Vol. 843, no. 2. — P. L26. — arXiv: [1702.08644](#) [[astro-ph.HE](#)].

9. *Metzger B. D., Fang K., Margalit B.* Neutrino Counterparts of Fast Radio Bursts. — 2020. — arXiv: [2008.12318 \[astro-ph.HE\]](#).
10. FRBCAT: The Fast Radio Burst Catalogue / E. Petroff [et al.] // Publ. Astron. Soc. Austral. — 2016. — Vol. 33. — e045. — arXiv: [1601.03547 \[astro-ph.HE\]](#).
11. 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. — arXiv: [1810.04356 \[astro-ph.HE\]](#).
12. *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. — arXiv: [hep-ph/0207260](#).
13. *Окунь Л.* Лептоны и Кварки. — М. : Наука, 1990.
14. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 012009. — arXiv: [1909.02257 \[hep-ex\]](#).
15. 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. — arXiv: [1607.05649 \[astro-ph.HE\]](#).
16. *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. — arXiv: [physics/9711021](#).
17. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54. — arXiv: [astro-ph/0302055](#).
18. *Kheirandish A., Pizzuto A., Vandenbroucke J.* Searches for neutrinos from fast radio bursts with IceCube // PoS. — 2020. — Vol. ICRC2019. — P. 982. — arXiv: [1909.00078 \[astro-ph.HE\]](#).
19. *Lujan-Peschard C., Pagliaroli G., Vissani F.* Spectrum of Supernova Neutrinos in Ultra-pure Scintillators // JCAP. — 2014. — Vol. 1407. — P. 051. — arXiv: [1402.6953 \[astro-ph.SR\]](#).

20. *Meszáros P.* Gamma-Ray Bursts // Rept. Prog. Phys. — 2006. — Vol. 69. — P. 2259–2322. — arXiv: [astro-ph/0605208](#).
21. *Woosley S. E.* Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes // Astrophys. J. — 1993. — Vol. 405. — P. 273.
22. Discovery of the short gamma-ray burst GRB 050709 / J. Villasenor [et al.] // Nature. — 2005. — Vol. 437. — P. 855–858. — arXiv: [astro-ph/0510190](#).
23. 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, no. 2. — P. L13. — arXiv: [1710.05834 \[astro-ph.HE\]](#).
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. — arXiv: [hep-ph/0502043](#).
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. — arXiv: [astro-ph/0102366](#).
28. *Cheng K. S., Yu Y.-W., Harko T.* High-Redshift Gamma-Ray Bursts: Observational Signatures of Superconducting Cosmic Strings? // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 104, issue 24. — P. 241102.
29. *Aguilar J.-A.* Online Gamma-Ray Burst catalog for neutrino telescopes. // International Cosmic Ray Conference. Vol. 8. — 2011. — P. 235. — (International Cosmic Ray Conference). — arXiv: [1110.5946 \[astro-ph.IM\]](#).
30. Search for Tens of MeV Neutrinos associated with Gamma-Ray Bursts in Super-Kamiokande / A. Orii [et al.]. — 2021. — arXiv: [2101.03480 \[astro-ph.HE\]](#).

31. A Search for Astrophysical Burst Signals at the Sudbury Neutrino Observatory / B. Aharmim [et al.] // *Astropart. Phys.* — 2014. — Vol. 55. — P. 1–7. — arXiv: [1309.0910 \[astro-ph.SR\]](#).
32. Study of electron anti-neutrinos associated with gamma-ray bursts using KamLAND / K. Asakura [et al.] // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 806, no. 1. — P. 87. — arXiv: [1503.02137 \[astro-ph.HE\]](#).
33. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger / B. P. Abbott [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116, no. 6. — P. 061102. — arXiv: [1602.03837 \[gr-qc\]](#).
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. — arXiv: [1105.6371 \[astro-ph.HE\]](#).
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. — arXiv: [1705.05516 \[astro-ph.HE\]](#).
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, no. 1. — P. 21. — arXiv: [1706.10176 \[astro-ph.HE\]](#).
37. Search for Neutrinos in Super-Kamiokande Associated with the GW170817 Neutron-star Merger / Y. Hayato [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2018. — Vol. 857, no. 1. — P. L4. — arXiv: [1802.04379 \[astro-ph.HE\]](#).
38. Search for Low-energy Electron Antineutrinos in KamLAND Associated with Gravitational Wave Events / S. Abe [et al.] // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 909, no. 2. — P. 116. — arXiv: [2012.12053 \[astro-ph.HE\]](#).
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. — arXiv: [2006.15386 \[astro-ph.HE\]](#).

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, no. 1. — P. 1031–1049. — arXiv: [1808.00969 \[astro-ph.HE\]](#).
41. A Fast-Evolving, Luminous Transient Discovered by K2/Kepler / A. Rest [et al.]. — 2018. — arXiv: [1804.04641 \[astro-ph.HE\]](#).
42. *Waxman E., Katz B.* Shock breakout theory. — 2016. — arXiv: [1607.01293 \[astro-ph.HE\]](#).
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, no. 1. — P. 18. — arXiv: [1810.10720 \[astro-ph.HE\]](#).
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, no. 1. — P. 66. — arXiv: [2008.11404 \[astro-ph.HE\]](#).
45. *Woosley S. E.* Models for the Unusual Supernova iPTF14hls // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 863, no. 1. — P. 105. — arXiv: [1801.08666 \[astro-ph.HE\]](#).
46. Pulsational Pair-instability Supernovae. II. Neutrino Signals from Pulsations and Their Detection by Terrestrial Neutrino Detectors / S.-C. Leung [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 889, no. 2. — P. 75. — arXiv: [2007.08470 \[astro-ph.HE\]](#).
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. — arXiv: [1812.07569 \[astro-ph.HE\]](#).
48. *Nayana A. J., Chandra P.* uGMRT observations of a Fast and Blue Optical Transient – AT 2018cow. — 2021. — arXiv: [2103.06008 \[astro-ph.HE\]](#).

49. High-Energy Neutrino Emission from White Dwarf Mergers / D. Xiao [et al.] // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 832, no. 1. — P. 20. — arXiv: [1608.08150 \[astro-ph.HE\]](#).
50. High-Energy Neutrino and Gamma-Ray Emission from Tidal Disruption Events / K. Murase [et al.] // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 902, no. 2. — P. 108. — arXiv: [2005.08937 \[astro-ph.HE\]](#).
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. — arXiv: [1904.11009 \[astro-ph.HE\]](#).
52. Rapidly Evolving Transients in the Dark Energy Survey / M. Pursiainen [et al.] // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 481, no. 1. — P. 894–917. — arXiv: [1803.04869 \[astro-ph.HE\]](#).
53. 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, no. 1. — P. 49. — arXiv: [2003.01222 \[astro-ph.HE\]](#).