

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА»

Физический факультет

Курсовая работа

На тему: Нейтринное излучение от сверхновых с
коллапсирующим ядром в различных моделях

студента 202 группы

Либанова Александра Максимовича

Научный руководитель:

Троицкий Сергей Вадимович

Москва – 2020

Аннотация

Работа содержит 24 страницы, 2 рисунка, 3 таблицы, 25 формул, 11 ссылок.

Термины: диффузный фон нейтрино от сверхновых с коллапсирующим ядром, нейтронизация вещества, стандартный коллапс, ротационный механизм, двойной коллапс, распределение Ферми-Дирака, плотность звездообразования, плотность сверхновых с коллапсирующим ядром во Вселенной.

В ходе работы будут приведены спектры нейтрино и антинейтрино всех ароматов для различных моделей коллапса вблизи поверхности звезды, будет приведена плотность сверхновых с коллапсирующим ядром во Вселенной, результаты наблюдений за сверхновыми с коллапсирующим ядром. Также в работе будет получен итоговый спектр нейтрино и антинейтрино всех ароматов, наблюдаемый на Земле, и поток нейтрино и антинейтрино каждого аромата.

Содержание

1	Общие сведения о сверхновых с коллапсирующим ядром	6
1.1	Нейтронные звезды	6
1.2	Нейтрино от сверхновых	7
1.3	Модель стандартного коллапса	8
1.4	Ротационный механизм	9
1.5	Модель двойного коллапса	9
2	Распределение сверхновых звезд во Вселенной	11
2.1	Экспериментальные данные	11
2.2	Аналитическая формула	12
3	Полный наблюдаемый на Земле поток (анти)нейтрино	15
3.1	Вывод аналитической формулы	15
3.2	Итоговые наблюдаемые спектр и поток (анти)нейтрино всех ароматов для модели стандартного кол- лапса	17
3.3	Итоговые наблюдаемые спектр и поток (анти)нейтрино всех ароматов для модели двойного коллапса .	18
3.4	Сравнение модели стандартного коллапса и мо- дели двойного коллапса	18

Введение

Сверхновые звезды являются очень важным объектом для исследований, так как они вносят огромный вклад в химическую эволюцию Вселенной, а также некоторые из них (тип Ia) являются стандартными свечами, которые необходимы для измерения расстояний. Вспышки сверхновых в нашей галактике – редкое явление, что нельзя сказать о Вселенной в целом. Редкость относительно близких сверхновых звезд только подогревает интерес к дальнейшим наблюдениям, а также заставляет нас запускать эксперименты, которые способны заглянуть в самые отдаленные уголки Вселенной.

Несмотря на то что за последние 30 с лишним лет наблюдалось всего одно событие, связанное с нейтринной вспышкой от сверхновой с коллапсирующим ядром, нейтринная астрономия остается бурно развивающейся наукой, о чем свидетельствуют планы на строительство новых нейтринных телескопов. Изучение нейтринного фона от сверхновых с коллапсирующим ядром поможет нам лучше понимать эволюцию массивных звезд. Более того, наблюдение нейтринных вспышек поможет нам уточнить распространение сверхновых с коллапсирующим ядром, которое непосредственно связано с плотностью звездообразования, что поможет лучше понимать эволюцию Вселенной в целом.

В соответствии с этим в своей работе я поставил следующие задачи:

-изучить и проанализировать различные механизмы коллапса;

-получить спектры нейтрино и антинейтрино всех сортов у поверхности звезды;

-изучить и проанализировать плотность звездообразования и распространенность сверхновых с коллапсирующим ядром во Вселенной;

-получить формулу для распространенности сверхновых с коллапсирующим ядром во Вселенной;

-аналитически получить формулу для спектра нейтрино и антинейтрино, наблюдаемого на Земле, и построить графики этого спектра для различных моделей;

-численно получить поток нейтрино и антинейтрино каждого из сортов в рамках различных моделей.

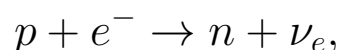
1 Общие сведения о сверхновых с коллапсирующим ядром

1.1 Нейтронные звезды

Существование состояния со сверхплотной материей было впервые упомянуто Л.Д.Ландау в 1932 г., а на образование нейтронных звезд в результате вспышек сверхновых впервые указали В.Бааде и Ф.Цвикки в 1934 г. Впервые нейтронные звезды были открыты в 1967 г. Э.Хьюишем и Дж.Беллом. Нейтронные звезды образуются в ходе вспышки сверхновой и нейтронизации вещества на финальном этапе эволюции звезд с массами $8 - 10M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца. Сверхновые с коллапсирующим ядром относят к типам II и Ib/c. Энергия, высвобождаемая при вспышке сверхновой, по порядку совпадает с гравитационной энергией связи нейтронной звезды. Плотность нейтронной звезды почти равна плотности атомного ядра, но в отличие от ядра, вещество удерживается не сильным взаимодействием, а гравитационными силами. Отсюда можно получить нижнюю оценку на массу нейтронной звезды: $0.1M_{\odot}$. Из уравнения состояния можно получить и верхнюю оценку на массу нейтронной звезды: $1.5-2.5M_{\odot}$. Эта оценка называется пределом Оппенгеймера-Волкова. Различия в оценках связаны с выбором уравнения состояния. Также существует теоретическая оценка на радиус нейтронной звезды: 10-14 км [1].

1.2 Нейтрино от сверхновых

На сегодняшний день изучением нейтрино от сверхновых занимается нейтринная астрономия. Нейтрино рождаются внутри звезды и легко выходят на ее поверхность, давая ценную информацию о процессах, происходящих в толще звездной материи. Как уже говорилось выше, в ходе вспышки сверхновой звезды происходит нейтронизация вещества: под действием гравитационных сил электроны вдавливаются в протоны с образованием нейтрона и нейтрино,



в результате чего мы можем наблюдать нейтринную вспышку. Спектр нейтрино можно описать с помощью модели стандартного коллапса, о которой будет рассказано ниже. В действительности, единственная нейтринная вспышка была зарегистрирована в 1987 году с помощью детекторов LSD (Италия), БПСТ (СССР), КИ (Япония) и IMB (США) от сверхновой SN1987A, которая расположена в Большом Магеллановом Облаке. Примечательно, что первый сигнал был получен детектором LSD и только через 5 часов остальными детекторами. Данный противоречивый результат заставил усомниться в справедливости применения модели стандартного коллапса к данной сверхновой и, как результат, разработать новую модель – модель двойного коллапса, о которой так же будет рассказано ниже [2].

1.3 Модель стандартного коллапса

Вторую нейтринную вспышку, согласно модели двойного коллапса и полученную детекторами БПСТ, КИ и ИМВ, можно описать с помощью модели стандартного коллапса, которая хорошо проработана на сегодняшний день. Оценим изменение гравитационной энергии при коллапсе ядра,

$$\Delta \simeq \frac{3GM_{NS}^2}{5R_{NS}} - \frac{3GM_{core}^2}{5R_{core}} \approx 3 \times 10^{53} \text{ эрг}, \quad (1)$$

где G – гравитационная постоянная, $M_{NS} = 1.4M_{\odot}$ и $R_{SN} = 10$ км – типичные масса и радиус нейтронной звезды. M_{core} и R_{core} – масса и радиус коллапсирующего ядра соответственно. Вычитаемый член незначителен в (1), так как радиус ядра составляет тысячи километров, и этот вклад мал по сравнению с первым слагаемым [3]. Звезды-прародители в широком диапазоне масс приводят к близким по массе нейтронным звездам и, следовательно, подобным спектрам излучения нейтрино. В ходе остывания протонейтронной звезды и рождения нейтронной звезды испускаются нейтрино и антинейтрино всех ароматов¹ ($\nu_e, \nu_{\tau}, \nu_{\mu}, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_{\tau}, \bar{\nu}_{\mu}$), которые, в свою очередь, уносят примерно одинаковую долю полной энергии $E_{\nu, \bar{\nu}}^{tot}$, равную энергии связи остатка сверхновой, которая равна Δ (1). Спектр этих нейтрино хорошо согласуется с тепловым спектром. Наблюдаемые спектры $\bar{\nu}_e$ вне звезды являются линейной комбинацией спектров нейтрино при рождении

¹Далее будет объяснен механизм образования мюонных и тау (анти)нейтрино

из-за смешивания нейтрино. Проинтегрированный по времени спектр $\bar{\nu}_e$ хорошо согласуется с распределением Ферми-Дирака с нулевым химическим потенциалом[4],

$$f_{st}(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{E_{\nu,\bar{\nu}}^{tot}}{6} \frac{120}{7\pi^4} \frac{E_{\bar{\nu}_e}^2}{T_{\bar{\nu}_e}^4} (e^{E_{\bar{\nu}_e}/T_{\bar{\nu}_e}} + 1)^{-1}, \quad (2)$$

где $T_{\bar{\nu}_e}$ – эффективная температура $\bar{\nu}_e$ вне звезды после смешивания, $E_{\bar{\nu}_e}$ – энергия $\bar{\nu}_e$ вблизи поверхности звезды.

1.4 Ротационный механизм

Первую вспышку может объяснить ротационный механизм. Спектр для ν_e из прозрачной области и спектр $\bar{\nu}_e$ из непрозрачной области можно найти из аппроксимации данных, приведенных в статье [5]. Тогда выражение для спектра ν_e из прозрачной области:

$$f_{rot,1}(E_{\nu_e}) = 0.02329 \times 10^{53} E_{\nu_e}^5 \left(1 + e^{\frac{(E_{\nu_e} - 4.64564 \times 10^{-15})}{6.32381}}\right)^{-1}, \quad (3)$$

а выражение для спектра $\bar{\nu}_e$ из непрозрачной области,

$$f_{rot,2}(E_{\bar{\nu}_e}) = 0.00129 \times 10^{53} E_{\bar{\nu}_e}^5 \left(1 + e^{\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{6.28215}}\right)^{-1}. \quad (4)$$

1.5 Модель двойного коллапса

Данная модель была создана для объяснения результатов, полученных при наблюдении сверхновой SN1987A. В данной модели предполагается, что первая вспышка происходит с помощью ротационного механизма и связана с нейтронизацией вещества. Далее из-за вращения нейтронная звезда

превращается в блин и разрывается на несколько малых нейтронных звезд (здесь и далее для простоты будем считать, что этих звезд две, причем одна из нейтронных звезд массивней другой). После того как масса с малой звезды перетечет на звезду с большой массой, меньшая из звезд становится нестабильной, и она взрывается, а земной наблюдатель видит вспышку сверхновой. Вторая нейтринная вспышка происходит в результате коллапса образовавшейся массивной нейтронной звезды и, предположительно, происходит по модели стандартного коллапса [2].

Найдем полное энерговыделение нейтрино и антинейтрино всех ароматов для данной модели. Заметим, что в ходе нейтронизации вещества рождаются только ν_e , а остальные ароматы нейтрино и антинейтрино рождаются в ходе перерасеивания электронных нейтрино на непрозрачной оболочке звезды, причем энергии, уносимые каждым ароматом нейтрино после перерасеивания, приблизительно равны [8]. Для стандартного коллапса эта энергия определяется следующей формулой,

$$E_{\nu, \bar{\nu}} \approx \frac{E_{\nu, \bar{\nu}}^{tot}}{6}. \quad (5)$$

Запишем полное энерговыделение от двух вспышек:

$$\alpha(E_{rot,1} + 6E_{rot,2}) + \beta(6E_{\nu, \bar{\nu}} - (E_{rot,1} + 6E_{rot,2})), \quad (6)$$

где $E_{rot,1} = 3.14 \times 10^{52}$ эрг – энергия ν_e из прозрачной зоны, $E_{rot,2} = 1.7 \times 10^{52}$ эрг – энергия, уносимая одним ароматом

нейтрино или антинейтрино, после перерассеивания [5], а α и β – неизвестные коэффициенты. Отношение же этих коэффициентов равно отношению полных энергий в первом и втором сигналах:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{E_{rot,1} + 6E_{rot,2}}{6E_{\nu,\bar{\nu}} - (E_{rot,1} + 6E_{rot,2})}. \quad (7)$$

Заметим, что полная энергия не зависит от выбора модели, так как полная энергия, уносимая всеми (анти)нейтрино, примерно равна изменению гравитационной энергии при коллапсе ядра. Тогда приравняем (6) к $6E_{\nu,\bar{\nu}}$. Таким образом уравнения (6) и (7) образуют систему уравнений. Решая эту систему относительно α и β , находим:

$$\begin{cases} \alpha = 0.169169 \\ \beta = 1.0508. \end{cases} \quad (8)$$

2 Распределение сверхновых звезд во Вселенной

2.1 Экспериментальные данные

Обратимся к данным, полученным в ходе эксперимента CANDELS (Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey) и эксперимента CLASH (Cluster Lensing And Supernova), которые с помощью HST (Hubble Space Telescope) провели обзор распространения сверхновых звезд с коллапсирующим ядром R_{SN} вплоть до расстояний $z \approx 2.5$. Результаты наблюдений с их статистическими погрешностями приведены в [таблице 1](#). На эти результаты мы будем опи-

раться в дальнейшем. Величина R_{SN} приведена в величинах $\frac{1}{\text{год}\cdot\text{Мпк}^3} \cdot 10^{-4}$ [6].

Таблица 1: Результаты наблюдений.

z	R_{SN} (CANDELS)	R_{SN} (CLASH)	R_{SN} (CANDELS + CLASH)
0.3 ± 0.2	$1.34^{+1.03}_{-0.60}$	$3.61^{+2.68}_{-1.64}$	$1.97^{+1.45}_{-0.85}$
0.7 ± 0.2	$4.61^{+1.52}_{-1.20}$	$0.55^{+2.09}_{-0.45}$	$2.68^{+1.54}_{-1.04}$
1.1 ± 0.2	$1.73^{+1.09}_{-0.70}$	$1.49^{+7.72}_{-0.78}$	$1.70^{+1.19}_{-0.71}$
1.5 ± 0.2	$3.38^{+1.98}_{-1.30}$	$2.41^{+15.3}_{-1.99}$	$3.25^{+2.03}_{-1.32}$
1.9 ± 0.2	$3.15^{+3.24}_{-1.73}$	$3.21^{+28.1}_{-2.66}$	$3.16^{+3.37}_{-1.77}$
2.3 ± 0.2	$6.15^{+6.59}_{-3.47}$	$6.41^{+91.2}_{-5.30}$	$6.17^{+6.76}_{-3.52}$

2.2 Аналитическая формула

В Млечном Пути вспышки сверхновых явление редкое, чего нельзя сказать о Вселенной в целом. Так как время жизни массивных звезд очень мало по космологическим масштабам, то их рождаемость и смертность равны. Скорость звездообразования точно измерена на основе излучения массивных звезд. Из плотности звездообразования можно получить плотность сверхновых с коллапсирующим ядром во Вселенной в единицах $\text{Мпк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}$. Таким образом, плотность сверхновых с коллапсирующим ядром R_{SN} во Вселенной в зависимости от плотности звездообразования R_{SF} определяется формулой,

$$R_{SN}(z) = \frac{\int_{8M_{\odot}}^{125M_{\odot}} \phi(m) dm}{\int_{0.1M_{\odot}}^{125M_{\odot}} m \phi(m) dm} R_{SF} \simeq 7.4 \cdot 10^{-3} M_{\odot}^{-1} R_{SF}(z), \quad (9)$$

где $\phi(m) \propto m^{-2.35}$ – функция, описывающая распределение звезд по их массам m . В данной формуле предполагается, что звезды существуют в интервале масс $[0.1M_{\odot}; 125M_{\odot}]$, а те звезды, чья масса выше $8M_{\odot}$, заканчивают свою жизнь вспышкой сверхновой с коллапсирующим ядром. Величина плотности звездообразования на сегодняшний день хорошо известна, хотя и существуют некоторые неточности, особенно в нормировке. Из аппроксимации экспериментальных данных можно получить выражение для плотности звездообразования,

$$R_{SF} \propto \begin{cases} (1+z)^{\beta} & z < 1 \\ (1+z)^{\alpha} & 1 < z < 4.5 \\ (1+z)^{\gamma} & 4.5 < z, \end{cases} \quad (10)$$

где коэффициенты $\beta \approx 3.28$, $\alpha \approx -0.26$, $\gamma \approx -7.8$ находятся из аппроксимации. Тогда величина R_{SN} определяется следующей формулой [7],

$$R_{SN} = R_{-4} \frac{10^{-4}}{\text{год} \cdot \text{Мпк}^3} \begin{cases} (1+z)^{\beta} & z < 1 \\ 2^{\beta-\alpha}(1+z)^{\alpha} & 1 < z < 4.5 \\ 2^{\beta-\alpha}5.5^{\alpha-\gamma}(1+z)^{\gamma} & 4.5 < z, \end{cases} \quad (11)$$

где величина $R_{-4} \sim 1$ определяет неопределенность в нормировке. Данная величина страдает от систематических и статистических погрешностей величины R_{SF} на расстояниях $z \sim 2.5$, а также из-за неопределенности функции $\phi(m)$ в формуле (9) на данных пределах интегрирования. Величина

R_{-4} принимает значения в диапазоне $[0.6; -2]$, [8]. В данной работе будет использоваться значение $R_{-4} = 1.2$, которое было получено путем усреднения данных из обзора ближайших сверхновых [9]. График зависимости плотности сверхновых во Вселенной приведен на [рисунке 1](#).

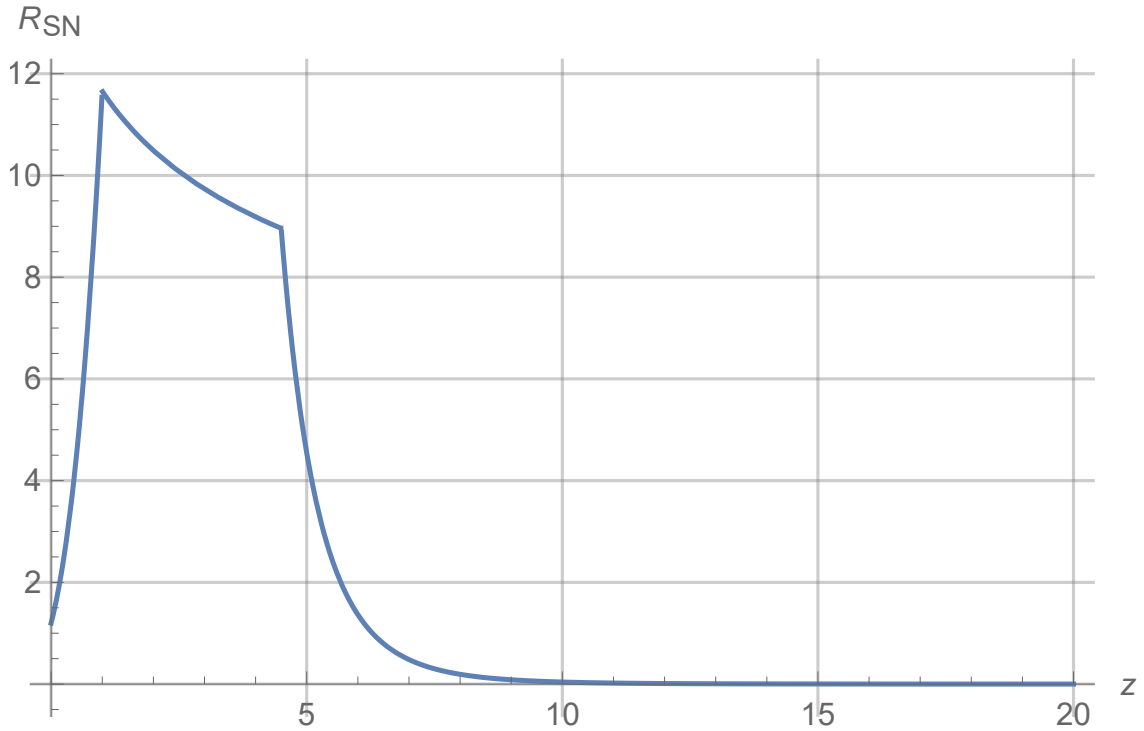


Рис. 1: Зависимость плотности сверхновых во Вселенной в величинах $\text{Мпк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1} \cdot 10^{-4}$ от красного смещения.

Для дальнейшего удобства представим (11) с помощью функций Хевисайда $\theta(z)$,

$$\begin{aligned}
 R_{SN} = & 1.2 \cdot 10^{-4}((1+z)^\beta(\theta(z) - \theta(z-1)) + \\
 & + 2^{\beta-\alpha}(1+z)^\alpha(\theta(z-1) - \theta(z-4.5)) + \\
 & + 2^{\beta-\alpha}5.5^{\alpha-\gamma}(1+z)^\gamma\theta(z-4.5)).
 \end{aligned} \tag{12}$$

Данной формулой мы воспользуемся в дальнейшем.

3 Полный наблюдаемый на Земле поток (анти)нейтрино

3.1 Вывод аналитической формулы

Обозначим индексом "0" величины, наблюдаемые в настоящий момент времени на Земле. Воспользуемся следующими соотношениями:

$$\begin{cases} r = r_0 \frac{a}{a_0} \\ r = a\rho \\ \frac{a_0}{a} = 1 + z, \end{cases}$$

где r – расстояние, a – масштабный фактор, а ρ – конформная координата. С помощью этих соотношений запишем число нейтрино от одного источника n_d в единицу площади:

$$dn_d = \frac{f(E)dE}{4\pi r^2(1+z)^2}, \quad (13)$$

где r – расстояние до источника в момент испускания нейтрино, $f(E)dE$ – число нейтрино в интервале энергий dE .

Разобъем Вселенную на сферические слои и будем считать, что внутри слоя число источников N есть величина постоянная, тогда с учетом выражения для объема сферического слоя $dV_{shell} = 4\pi\rho^2 a^3 d\rho$, получим число источников внутри этого участка:

$$dN = R_{SN}dV_{shell} = 4\pi c R_{SN} r^2 (1+z) dt. \quad (14)$$

Перемножив формулы (13) и (14), поделив полученное выра-

жение на dE , а также поделив на 4π , чтобы получить поток с 1 стерадиана, получим поток частиц в единицу энергии в 1 ср, наблюдаемый на Земле:

$$\frac{d\Phi}{dE} = \frac{cR_{SN}f(E)dt}{4\pi}. \quad (15)$$

Перейдем к энергиям частиц на Земле, а также перейдем от dt к dz с помощью выражений:

$$dE = E_0(1 + z) \quad (16)$$

$$|dt| = \left| \frac{dz}{H(z)(1 + z)} \right|, \quad (17)$$

где $H(z)$ – постоянная Хаббла. Учтем, что

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_M(1 + z)^3 + \Omega_\Lambda}, \quad (18)$$

где $\Omega_M \approx 0.3$ – плотность энергии нерелятивистского вещества, $\Omega_\Lambda \approx 0.7$ – плотность темной энергии, $H_0 \approx 70 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпк}}$ – постоянная Хаббла на сегодняшний день [10].

Подставим выражения (16), (17) и (18) в выражение (15). Проинтегрируем полученное выражение по dz :

$$\frac{d\Phi}{dE_0} \Big|_{total} = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{20} \frac{R_{SN}f(E_0(1 + z))dz}{\sqrt{\Omega_M(1 + z)^3 + \Omega_\Lambda}}, \quad (19)$$

где $z = 0$ – координата Земли, $z = 20$ – красное смещение раннего звездообразования[11].

3.2 Итоговые наблюдаемые спектр и поток (анти)нейтрино всех ароматов для модели стандартного коллапса

Суммарный спектр нейтрино и антинейтрино всех ароматов с учетом того, что выражение (2) справедливо для всех ароматов нейтрино и антинейтрино с точностью до температуры, значения которой для разных ароматов будут приведены ниже, определяется следующим выражением,

$$\begin{aligned}
 f_{st}^{total}(E_{\nu, \bar{\nu}}) = & f_{st}(E_{\nu_e}) + f_{st}(E_{\nu_\mu}) + \\
 & + f_{st}(E_{\nu_\tau}) + f_{st}(E_{\bar{\nu}_e}) + \\
 & + f_{st}(E_{\bar{\nu}_\mu}) + f_{st}(E_{\bar{\nu}_\tau}).
 \end{aligned} \tag{20}$$

Подставим это выражение в (19) с учетом (16). Для того чтобы получить поток со всего неба, домножим полученное выражение на 4π стерадиан. Таким образом можно получить наблюдаемый спектр (анти)нейтрино всех ароматов от всех сверхновых с коллапсирующим ядром во Вселенной в модели стандартного коллапса. Характерные температуры в МэВ для различных ароматов нейтрино и антинейтрино приведены в таблице 2[12].

Таблица 2: Температуры для различных ароматов нейтрино и антинейтрино.

	ν_e	$\bar{\nu}_e$	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$
T	3.2	5	6	6	6	6

3.3 Итоговые наблюдаемые спектр и поток (анти)нейтрино всех ароматов для модели двойного коллапса

Спектр нейтрино и антинейтрино всех ароматов в рамках этой модели задается следующей формулой,

$$f_{double}(E_{\nu,\bar{\nu}}) = \alpha(f_{rot,1}(E_{\nu_e}) + 6f_{rot,2}(E_{\nu,\bar{\nu}})) + \beta f_{st}^{total}(E_{\nu,\bar{\nu}}). \quad (21)$$

Подставим (21) в (19) с учетом (16). Для того чтобы получить поток со всего неба, домножим полученное выражение на 4π стерадиан. Таким образом можно получить наблюдаемый спектр (анти)нейтрино всех ароматов от всех сверхновых с коллапсирующим ядром во Вселенной в модели двойного коллапса, график которого будет приведен ниже.

3.4 Сравнение модели стандартного коллапса и модели двойного коллапса

Проинтегрируем численно выражение (19) с учетом (20) или (21) по dz и получим спектр нейтрино и антинейтрино всех ароматов со всей Вселенной, наблюдаемый на Земле, в рамках модели стандартного или двойного коллапса соответственно. Графики спектров в рамках различных моделей приведены на [рисунке 2](#).

Найдем полное число нейтрино и антинейтрино для каждого аромата, наблюдаемое на Земле, в единицах $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В рамках модели стандартного коллапса достаточно в выражении (20) выбрать члены, соответствующие конкретному аромату, подставить их в выражение (19) и проинтегрировать по

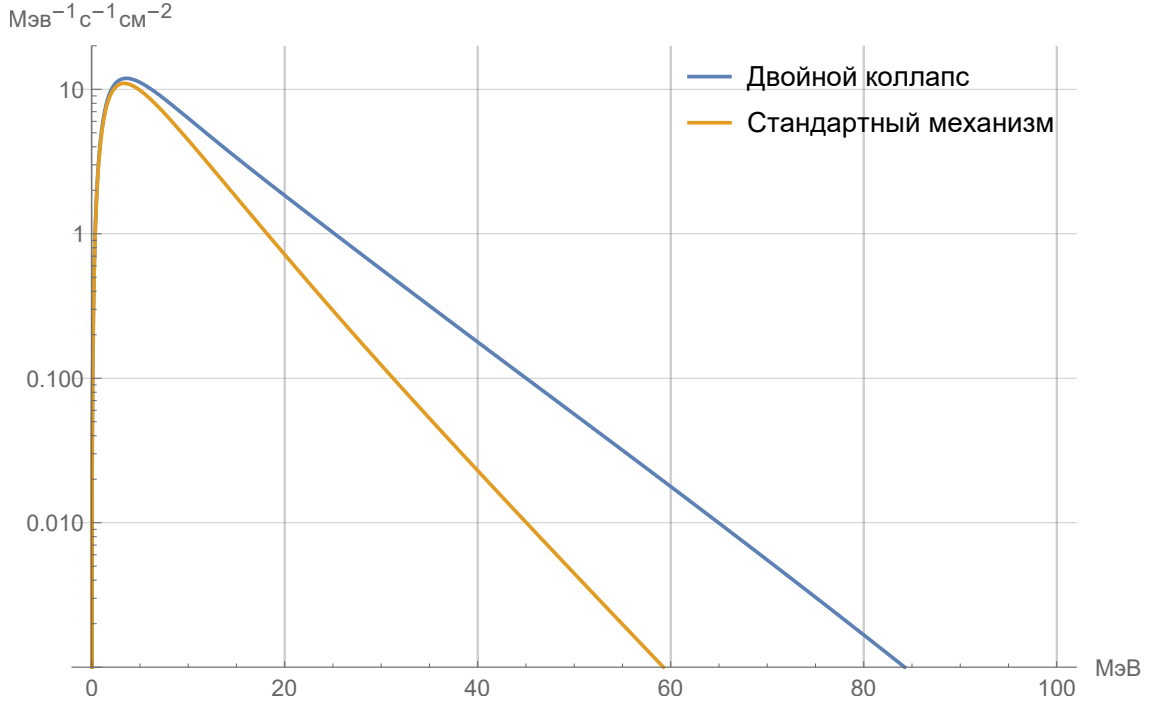


Рис. 2: Спектр нейтрино и антинейтрино всех ароматов для различных моделей.

dE в пределах $[0; \infty]$. Для того чтобы найти число электронных нейтрино, наблюдаемое на Земле, в единицах $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, в рамках модели двойного коллапса, воспользуемся выражением,

$$f_{double}^{\nu_e}(E_{\nu_e}) = \alpha(f_{rot,1}(E_{\nu_e}) + f_{rot,2}(E_{\nu_e})) + \beta f_{st}(E_{\nu_e}). \quad (22)$$

Чтобы найти число нейтрино и антинейтрино остальных ароматов в рамках модели двойного коллапса, воспользуемся выражением, в котором учтено, что нейтрино и антинейтрино других ароматов рождаются в результате перерасеивания электронных нейтрино на непрозрачной оболочке нейтронной звезды:

$$f_{double}^{\nu_i, \bar{\nu}_i}(E_{\nu_i, \bar{\nu}_i}) = \alpha f_{rot,2}(E_{\nu_i, \bar{\nu}_i}) + \beta f_{st}(E_{\nu_i, \bar{\nu}_i}) \quad (23)$$

где i – аромат. Подставив выражение (22) или (23) в (19) и

проинтегрировав по dE в пределах $[0; \infty]$, получим число нейтрино или антинейтрино соответствующего аромата, наблюдаемое на Земле, в единицах $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ из прозрачной или непрозрачной области соответственно. Заметим, что электронные нейтрино приходят как из прозрачной области, так и из непрозрачной области, и, следовательно, чтобы получить число электронных нейтрино на Земле, необходимо сложить число электронных нейтрино из прозрачной и непрозрачной областей. Результаты численных расчетов приведены в [таблице 3](#).

Таблица 3: Количество нейтрино и антинейтрино разных ароматов в зависимости от модели в единицах $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Модель	Двойной коллапс	Стандартный коллапс
ν_e	54.85	26.56
$\bar{\nu}_e$	19.22	17.00
ν_μ	16.25	14.17
$\bar{\nu}_\mu$	16.25	14.17
ν_τ	16.25	14.17
$\bar{\nu}_\tau$	16.25	14.17
Суммарный поток	139.06	100.22

Легко заметить, что из-за равенства полных энергий в различных моделях, в модели двойного коллапса рождаются (анти)нейтрино с меньшей энергией.

Заключение

В ходе работы было получено итоговое выражение для наблюдаемого спектра (19), был произведен анализ распределения сверхновых с коллапсирующим ядром, а также были получены соотношение между энергиями в модели двойного коллапса (6), (8) и численные значения для наблюдаемого потока нейтрино и антинейтрино каждого из ароматов. Были получены графики спектра для различных моделей. В работе также приведены результаты наблюдений сверхновых с коллапсирующим ядром до $z = 2.5$.

К сожалению, на сегодняшний день мы наблюдали всего лишь один нейтринный сигнал от сверхновой SN1987A, и делать выводы о правдивости той или иной модели на основе одной вспышки нельзя, ввиду малой выборки и низкой точности детекторов. Предполагается, что в дальнейших экспериментах, точность которых будет выше, по результатам данной работы можно будет выбрать истинную модель коллапса, улучшить ее или же создать принципиально новую. Более того, в результате дальнейших наблюдений за сверхновыми с коллапсирующим ядром, можно уточнить плотность звездообразования (10) и функцию распределения звезд по

их массам.

Таким образом, дальнейшее наблюдение за сверхновыми с коллапсирующим ядром поможет нам лучше понимать эволюцию массивных звезд в частности и эволюцию Вселенной в целом. В дальнейшем предполагается произвести анализ детекторов на основе полученных в данной работе результатов, чтобы выбрать наилучший из них.

Список литературы

- [1] Засов А. В., Постнов К. А. Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и дополн. - Фрязино: Век 2. 2011. - 576 с.
- [2] О. Г. Ряжская, Нейтрино от гравитационного коллапса звезды: современный статус эксперимента, УФН, 2006, том 176, номер 10, 1039-1050
- [3] Beacom, John F. "The Diffuse Supernova Neutrino Background." *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 60.1 (2010): 439-462. Crossref. Web.
- [4] Horiuchi, Shunsaku, John F. Beacom, and Eli Dwek. "Diffuse Supernova Neutrino Background Is Detectable in Super-Kamiokande." *Physical Review D* 79.8 (2009): n. pag. Crossref. Web.
- [5] Имшенник В С "Ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых и двухстадийный нейтринный сигнал от сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке" УФН 180 1121-1134 (2010)
- [6] L. G. Strolger *et al.*, "The Rate of Core Collapse Supernovae to Redshift 2.5 From The CANDELS and CLASH Supernova Surveys," *Astrophys. J.* **813**, no. 2, 93 (2015)
- [7] Lunardini, Cecilia. "Diffuse Supernova Neutrinos at Underground Laboratories." *Astroparticle Physics* 79 (2016): 49-77. Crossref. Web.

- [8] Lunardini C. Diffuse Neutrino Flux from Supernovae. In: Alsabti A., Murdin P. (eds) Handbook of Supernovae. Springer, Cham
- [9] Ando, Shin'ichiro. "Cosmic Star Formation History and the Future Observation of Supernova Relic Neutrinos."The Astrophysical Journal 607.1 (2004): 20-31. Crossref. Web. (2016)
- [10] Planck Collaboration *et al.*, "Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters". (2018)
- [11] Д.С.Горбунов, В.А.Рубаков., Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва.М.:Издательство ЛКИ, 2008. – 552 с.
- [12] Yoshida, Takashi et al. "Neutrino-Nucleus Reaction Cross Sections for Light Element Synthesis in Supernova Explosions."The Astrophysical Journal 686.1 (2008): 448-466. Crossref. Web.