

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ  
«СИМУЛЯЦИЯ НЕЙТРИННОГО СИГНАЛА ОТ ВСПЫШКИ  
СВЕРХНОВОЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NOvA»

Выполнила студентка  
209 группы  
Петропавлова Мария Вадимовна

---

Научный руководитель  
Начальник отдела ЛЯП ОИЯИ,  
зам.зав.кафедрой профессор, доктор  
физ.-мат.наук Ольшевский А. Г.

---

Консультант  
Научный сотрудник ЛЯП ОИЯИ  
Шешуков А.С.

---

Допущена к защите  
Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

Москва  
2020

# Содержание

<b>1. Феноменология нейтрино</b>	<b>5</b>
<b>2. Осцилляции нейтрино</b>	<b>6</b>
2.1. Осцилляции в вакууме	7
2.2. Осцилляции в веществе	10
2.2.1. Случай с постоянной плотностью	11
2.2.2. Эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна	12
2.2.3. Эволюция собственных состояний нейтрино в веществе для двухчастичного случая: условие резонанса	12
2.3. Подход к вычислению спектра нейтрино	14
<b>3. Сверхновые</b>	<b>15</b>
3.1. Нейтрино от сверхновой: механизмы генерации	17
3.2. SN1987a	20
3.3. Осцилляции в веществе сверхновой	21
3.3.1. Ударная волна	21
3.3.2. Коллективные эффекты	22
3.3.3. Эффект вещества	22
<b>4. Техники детектирования нейтрино от сверхновых</b>	<b>24</b>
4.1. Водно-черенковские детекторы	24
4.1.1. Super-Kamiokande	24
4.1.2. IceCube	25
4.1.3. Baikal-GVD	26
4.1.4. KM3Net	27
4.2. Сцинтилляционные детекторы	29
4.2.1. Baksan Neutrino Observatory	29
4.2.2. LVD	30
4.2.3. Borexino	31
4.2.4. Juno	32
4.3. Свинцовые детекторы	33
4.3.1. HALO	33
4.4. Благородные газы/жидкости. Детекторы темной материи	34
4.4.1. DarkSide	35
4.4.2. XENON	36

<b>5. Разработка GenieSNOvA</b>	<b>37</b>
5.0.1. GENIE . . . . .	37
5.0.2. Цепочка симуляции . . . . .	37
5.0.3. Модели потоков нейтрино от сверхновых . . . . .	38
5.0.4. Генерация нейтрино по распределению . . . . .	39
5.0.5. Каналы взаимодействия нейтрино . . . . .	42
<b>6. Эксперимент NOvA</b>	<b>43</b>
6.1. Обзор эксперимента . . . . .	43
6.2. Результаты симуляции для дальнего детектора NOvA . . . . .	44
<b>Заключение</b>	<b>47</b>
<b>Литература</b>	<b>48</b>

# Введение

Во время коллапса ядра сверхновая производит огромное количество нейтрино, которые свободно распространяясь с её поверхности, достигают Земли и могут быть зарегистрированы множеством нейтринных детекторов. Вспышки сверхновых ожидаются в нашей галактике примерно 1-3 раза в столетие[1]. Единственное на сегодняшний день наблюдение нейтринного сигнала от сверхновой, произошедшее в 1987 году, позволило связать нейтринный сигнал со сверхновыми и лишь приоткрыло завесу тайны над такими загадочными объектами, как сверхновые. Тем не менее, процессы происходящие в сверхновых и механизмы генерации взрыва до сих пор являются актуальными задачами современной астрофизики, что приводит к появлению множества разнообразных моделей взрыва сверхновых, в том числе, содержащих модели нейтринных сигналов.

С момента последнего наблюдения сверхновой в нашей галактике прошло более 30 лет. С тех пор значительно возросло количество нейтринных экспериментов, их возможности, а также вычислительные способности. Мы надеемся, что будущее наблюдение нейтринного сигнала от сверхновой будет крайне полезно для получения точной информации о внутренних свойствах и процессах, происходящих при взрывах сверхновых.

Нейтринный сигнал от сверхновой приходит раньше оптического сигнала примерно на 10 часов, что позволяет заранее оповестить оптические телескопы о таком редком явлении для нашей галактики.

В контексте данной работы будет представлена работа с цепочкой симуляции для получения отклика детектора на нейтринный сигнал от сверхновой, с использованием ожидаемых нейтринных потоков, предоставленных группами, занимающимися моделированием сверхновых. Эта симуляция в дальнейшем используется для создания триггерных систем и анализа сигнала, полученного в реальном времени. В частности была произведена симуляция отклика детектора NOvA.

Структура магистерской диссертации:

Глава 1 описывает феноменологию нейтрино.

Глава 2 посвящена теории осцилляции нейтрино, как в веществе, так и в вакууме.

В главе 3 кратко описано явление сверхновых и механизмы генерации нейтринного сигнала.

В главе 4 описываются техники детектирования нейтрино от сверхновых во всех современных нейтринных экспериментах.

В главе 5 описывается разработка программного пакета GenieSNova, используемого в цепочке симуляции нейтринного сигнала.

В главе 6 описывается эксперимент NOvA и полученные для его детекторов результаты.

## Глава 1

# Феноменология нейтрино

Флэйворные состояния нейтрино  $\nu_f = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$  определяются как состояния, которые соответствуют определённым заряженным лептонам  $e, \mu$  и  $\tau$ . Данное соответствие устанавливается взаимодействиями:  $\nu_\ell$  и  $\ell$  ( где  $\ell = e, \mu, \tau$ ) взаимодействуют парно, формируя заряженные токи. Не исключено, что существуют дополнительные состояния нейтрино, называемые стерильными нейтрино  $\nu_s$ . Массовые состояния нейтрино  $\nu_1, \nu_2$ , и  $\nu_3$ , с массами  $m_1, m_2, m_3$ , - это собственные состояния массовой матрицы или полного вакуумного гамильтониана.

Нейтрино сыграли огромную роль в подтверждении Стандартной модели. Лагранжиан Стандартной Модели состоит из трех частей:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{kinetic} \quad (1.1)$$

Стандартная модель проверена экспериментально с большой точностью, но тем не менее остаются феномены, не объяснимые в её рамках. Например, появление массы у нейтрино (в минимальной СМ нейтрино безмассовые), иерархия масс и другие. Но за рамками стандартной модели возможно ввести массу нейтрино через переход от базиса взаимодействия к базису полей, имеющих определённую массу, что осуществляется матрицей смешивания Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаматы [2].

Флэйворные поля нейтрино  $\nu_{\ell L}(x)$  входят в лагранжиан Стандартной Модели, отвечающим членам с заряженным током

$$\mathcal{L}_I^{CC}(x) = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\alpha^{CC}(x) W^\alpha(x) + h.c. \quad (1.2)$$

и нейтральным током

$$\mathcal{L}_I^{NC}(x) = -\frac{g}{2\cos\theta_W} j_\alpha^{NC}(x) Z^\alpha(x), \quad (1.3)$$

где

$$j_\alpha^{CC}(x) = 2 \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_l(x) \gamma_\alpha l(x) \text{- заряженный ток,} \quad (1.4)$$

$$j_\alpha^{NC}(x) = \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_l(x) \gamma_\alpha l(x) \text{- нейтральный ток,} \quad (1.5)$$

$W^\alpha(x)$  и  $Z^\alpha(x)$  - поля векторных бозонов  $W^\pm$  и  $Z^0$ ,  $g$  - константа электро-слабого взаимодействия,  $\theta_W$  - слабый угол.

## Глава 2

# Осцилляции нейтрино

Осцилляции нейтрино описывают процесс превращения одних флэйворов нейтрино в другие, отличные от начальных, при их распространении в пространстве. Нейтрино, рождаясь в некоторой точке пространства и некоторый момент времени, всегда рождается в определённом реакцией рождения флэйворном состоянии  $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ , следуя закону сохранения лептонного числа. Но в среде или в вакууме, это флэйворное состояние, вообще говоря, не является для нейтрино собственным состоянием. То есть представляет суперпозицию некоего набора собственных состояний для данной среды или вакуума  $(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ . Такие собственные состояния принято называть массовыми состояниями. Детектирование нейтрино также происходит только посредством флэйворного состояния нейтрино.

Осцилляции нейтрино определённого флэйвора в вакууме или среде описываются уравнением Шрёдингера:

$$i \frac{d}{dt} |\nu(t)\rangle = H(t) |\nu(t)\rangle, (\hbar = c = 1). \quad (2.1)$$

В виду общности вышеприведённой формулы,  $H(t)$  может быть представлен как свободный вакуумный гамильтониан  $H_{vac}$  или, например, как эффективный, включающий в себя взаимодействие с веществом.  $|\nu(t)\rangle$  - вектор состояния нейтрино.

Изменение состояния нейтрино во времени полностью описывается матрицей эволюции  $S(t, t_0)$ :

$$|\nu(t)\rangle = S(t, t_0) |\nu(t_0)\rangle. \quad (2.2)$$

Нахождение матрицы эволюции в описании нейтринных осцилляций играет ключевую роль, так как при возведении её в квадрат, мы получаем вероятность зарегистрировать нейтрино того или иного флэйвора, при прохождении нейтрино некоего расстояния.

$$i \frac{d}{dt} S(t, t_0) |\nu\rangle = H(t) S(t, t_0) |\nu\rangle \quad (2.3)$$

$$i \frac{d}{dt} S(t, t_0) = H(t) S(t, t_0) \quad (2.4)$$

Само нахождение матрицы эволюции не всегда является тривиальным и зависит от количества рассматриваемых флэйворов и подхода к интерпретации природы пучка нейтрино. Но в самом общем виде, мы можем представить это как решение дифференциального уравнения:

$$\frac{dS(t, t_0)}{S(t, t_0)} = -iH(t)dt \quad (2.5)$$

Разделяя переменные, интегрируя и возводя экспоненту в степень, получаем аналогичное (2.5) интегральное уравнение:

$$\ln S(t, t_0) = -i \int H(t)dt, \quad S(t, t_0) = e^{-i \int H(t)dt}. \quad (2.6)$$

Данное интегральное представление не всегда уместно в виду того, что гамильтониан является оператором.

Амплитуда процесса осцилляций выражается через элемент матрицы эволюции и далее, следуя определению, находим вероятность процесса:

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = [S(t, t_0)]_{\beta\alpha} \quad (2.7)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2. \quad (2.8)$$

## 2.1. Осцилляции в вакууме

Наличие нейтринных осцилляций показало, что нейтрино является частицей, обладающей ненулевой массой. Переход из флэйворного базиса к массовому базису в вакууме осуществляется за счёт матрицы Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты (PMNS)  $U$ :

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

которая параметризуется как три матрицы поворота и матрица майорановских фаз CP-нарушения.  $\delta$  - дираковская фаза CP-нарушения.  $c_{ij}$ ,  $s_{ij}$  являются удобными для работы сокращениями  $\cos \theta_{ij}$ ,  $\sin \theta_{ij}$  соответственно. Углы смешивания  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  были определены из различных экспериментов с ускорительными, реакторными, солнечными и атмосферными нейтрино.

$$U = U_{23}U_{13}U_{12}U_{Majorana} \quad (2.10)$$

Таким образом, переход к диагональному в вакууме базису производится следующим образом:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (2.11)$$

В тоже время массу флэйворного состояния нейтрино можно определить из тех же принципов:

$$m_\alpha^2 = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 m_i^2 \quad (2.12)$$

В процессе распространения комбинация массовых состояний (соответствующих собственным состояниям нейтрино в среде/вакууме), описывающих начальных флэйвор, меняется за счёт разности этих масс. Таким образом в самом простом случае, - плосковолновом подходе, вероятность обнаружить нейтрино определённого флэйвора, пусть даже отличного от начального, при прохождении им некоего расстояния, определяется суперпозицией по всем массовым состояниям нейтрино, зависящих от разности квадратов масс нейтрино, его энергии и пройденного пути.

Эволюцию флэйворных состояний во времени определяется свободным гамильтонианом  $H^0$ :

$$i \frac{d}{dt} |\nu_i\rangle = H_{ij}^{vac} |\nu_j\rangle, \quad |\nu_i\rangle = U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (2.13)$$

$$i \frac{d}{dt} U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle = H_{ij}^{vac} U_{\beta j}^* |\nu_\beta\rangle \quad (2.14)$$

$$i \frac{d}{dt} |\nu_\alpha\rangle = U_{\alpha i} H_{ij}^{vac} U_{\beta j}^* |\nu_\beta\rangle = H_{\alpha\beta}^0 |\nu_\beta\rangle \quad (2.15)$$

$$i \frac{d}{dt} |\nu\rangle = \hat{U} \hat{H}^{vac} \hat{U} |\nu\rangle \quad (2.16)$$

Стандартный квантовомеханический подход рассматривает массивные состояния нейтрино как состояния с определённым импульсом - плоские волны. Тогда для вакуума, где  $H$  свободный гамильтониан, общее решение уравнения имеет вид:

$$H^{vac} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (2.17)$$

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - (\vec{p}_i \vec{x}))} |\nu_i(0)\rangle = e^{-i p_i x_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.18)$$

В ультрарелятивистском пределе, считая массу нейтрино много меньше относительно его импульса, энергию можно выразить следующим образом:

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \sim p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \quad (2.19)$$

В релятивистском пределе в случае стационарного источника энергия одинакова у всех состояний:

$$p_i \sim E - \frac{m_i^2}{2E} \quad \text{и} \quad t \sim x = L \quad (2.20)$$

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - (\vec{p}_i \vec{x}))} |\nu_i(0)\rangle = e^{-i(E - \frac{m_i^2}{2E})L} |\nu_i(0)\rangle. \quad (2.21)$$

Тогда вакуумный гамильтониан в массовом представлении можно записать в следующем упрощённом виде:

$$H^{vac} = E + \frac{M^2}{2E} = E \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

$$H^0 = UH^{vac}U^\dagger, \quad H_{\alpha\beta}^0 = U_{\alpha i}H_i^{vac}U_{\beta i}^*. \quad (2.23)$$

$$H^0 = Udiag(p_1, p_2, p_3)U^\dagger, \quad H_{\alpha\beta}^0 = U_{\alpha i}p_iU_{\beta i}^* \quad (2.24)$$

В данном походе, с использованием просковолнового и релятивистского приближений, изменение начального флэйвора во времени, выраженное через массовые состояния, будет описываться в виде

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(E - \frac{m_i^2}{2E})L} |\nu_i\rangle. \quad (2.25)$$

Находя проекцию на конечное состояние, получим выражение для нахождения элементов  $S_{\alpha\beta}$ :

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \langle \nu_j | U_{\beta j}^* U_{\alpha i} e^{i(E - \frac{m_i^2}{2E})L} |\nu_i\rangle = U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{i(E - \frac{m_i^2}{2E})L}. \quad (2.26)$$

Возводя вышеизложенное выражение в квадрат, находим вероятность зарегистрировать нейтрино флэйвора  $\beta$  энергией  $E$  на расстройнии  $L$  от источника, испустившего нейтрино флэйвора  $\alpha$ :

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{i(m_j^2 - m_i^2) \frac{2E}{L}} \quad (2.27)$$

Стоит отметить, что фактор  $e^{-iE}$  является фазой, которая уходит в выражении для вероятности. Поэтому, в дальнейшем будем опускать первое слагаемое с энергией нейтрино:

$$H^{vac} = \frac{M^2}{2p} = \frac{1}{2p} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Из-за того, что массовые состояния имеют разную массу, они имеют разные фазовые скорости и это приводит к сдвигу фаз между этими состояниями, что в формуле (2.27) прослеживается через разность квадратов масс  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ .

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sum_{j,k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{i(p_j - p_k)L}, \quad (2.29)$$

Выражение для вероятности осцилляций можно привести к более удобной для понимания форме, введя длину осцилляций в смысле периода:

$$p_j - p_k \approx \frac{-\Delta m_{jk}^2}{2p} \quad L_{jk}^{osc} = 2\pi \frac{2p}{\Delta m_{ij}^2} = \frac{-2\pi}{p_j - p_k}, \quad (2.30)$$

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sum_{j,k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i2\pi \frac{L}{L_{osc}}}. \quad (2.31)$$

Анализируя данное явление, можно заключить, что трансформация аромата нейтрино имеет периодическую зависимость как функция отношения пути к энергии нейтрино  $L/E$ . А смешивание и разные массы нейтрино приводят к не сохранению лептонного числа.

Плосковолновой подход имеет проблемы, связанные с тем, что в нём не учитываются процессы рождения и детектирования нейтрино. Учёт локализации этих процессов в пространстве приводит к рассмотрению волновых пакетов нейтрино и появлению эффектов декогеренции [3].

## 2.2. Осцилляции в веществе

В физике нейтрино принято разделять осцилляции нейтрино на вакуумные осцилляции и осцилляции в веществе. Стоит отметить, что осцилляции в вакууме можно считать частным случаем осцилляций в веществе. Массовые состояния являются собственными состояниями для вакуума, иначе говоря диагонализуют вакуумный гамильтониан. Нейтрино, находящиеся в чистых массовых состояниях не осциллируют в вакууме. Вакуум в таком случае можно считать веществом с нулевой плотностью. Обобщая, нейтрино находящиеся в собственных состояниях для определенной плотности вещества не осциллируют в нем, но при смене плотности запускается механизм осцилляций.

Гамильтониан осцилляций в веществе во флэйворном базисе можно записать в следующей форме:

$$H = \frac{1}{2p} U M^2 U^\dagger + W = H_0 + V, \quad (2.32)$$

где  $W$  - матрица, учитывающая взаимодействия нейтрино со средой и представляющая собой потенциальную энергию, обусловленную этими взаимодействиями.

Матрицу взаимодействия нейтрино с веществом можно записать в общем виде, как:

$$V = \begin{pmatrix} V_e & 0 & 0 \\ 0 & V_\mu & 0 \\ 0 & 0 & V_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

При прохождении нейтрино через обычное вещество возникает асимметрия между распространением электронного нейтрино и нейтрино других ароматов в силу того, что  $\nu_e$  может рассеиваться на электронах среды, обмениваясь с ними  $W^+$  и  $Z$  бозонами, в то время как  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  рассеиваются на

электронах среды только за счёт обмена  $Z$  бозоном. Рассеяние за счёт обмена  $Z$ -бозоном одинаково для всех  $\nu_i$ , что даёт одинаковую добавку в массу каждого типа нейтрино и не даёт вклада в разность квадратов масс. Таким образом, эти рассеяния не изменяют осцилляционной картины. Можно считать, что потенциалы взаимодействия со средой для  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  одинаковы, но отличны от  $\nu_e$  за счёт взаимодействий с  $W^+$ , тогда матрица взаимодействия примет вид:

$$V_{eff} = \begin{pmatrix} V_{eff} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad V_\mu = V_\tau, \quad V_{eff} = V_e - V_\mu. \quad (2.34)$$

Здесь учтено, что мы имеем право добавлять в гамильтониан произвольную константу, помноженную на единичную матрицу, включая члены, которые являются функциями координаты, так как единственный эффект такого члена это фаза.

Таким образом  $V_{eff}$  обусловлена рассеянием  $\nu_e$  на электронах вследствие заряженных токов:

$$V_{eff} = 2\sqrt{G_F}N_e = \sqrt{2}G_F\rho m_N^{-1}Y_e \quad (2.35)$$

где  $G_F$  - константа связи Ферми, а  $N_e$  - плотность электронов среды,  $Y_e$  — число электронов, приходящихся на один нуклон. В вакууме  $\hat{V} = 0$ .

Для случая в вакууме смешивание обусловлено недиагональностью матрицы <sup>2</sup>. В данном же случае будет добавляться эффект вещества, выраженный матрицей  $V$ . Качественно влияние вещества сводится к тому, что в среде углы смешивания и массы нейтрино отличаются от вакуумных и зависят от плотности числа электронов и энергии нейтрино.

Для осцилляций существенна разность фаз. Это свойство используется для более удобной записи уравнений эволюции. Оно означает, что физические следствия определяются разностью диагональных элементов в матрицах  $M_2$  и  $V$ . Если бы взаимодействия у оказались одинаковыми, то влияние среды на осцилляции исчезло бы. Среда должна быть несимметрична по отношению к осциллирующим компонентам

Уравнение эволюции, описывающее нейтринные осцилляции, для трёхфлэйворной системы может быть описано следующим матричным выражением:

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \frac{1}{2p} \left[ U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31} \end{pmatrix} U^* + V_{eff} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

### 2.2.1. Случай с постоянной плотностью

Удобно рассмотреть гамильтониан в массовом базисе:

$$H = H_0 + U^\dagger V U = H_0 + W, \quad (2.37)$$

так как его структура проще, чем структура гамильтониана во флэйворном базисе, к которому можно перейти с помощью поворота.

Для постоянной плотности вещества

$$V_{eff} = \sqrt{2} G_F N_0 \quad (2.38)$$

можно получить оператор эволюции. Наиболее простой способ использовать этот результат - это аппроксимировать любой профиль плотности ступенчатой функцией. То есть разбить профиль плотности на участки с постоянной плотностью. Тогда, чтобы найти оператор эволюции нейтрино на всем пути, можно использовать произведение операторов эволюции для каждого шага. Это легко может быть вычислено численно.

Оператор эволюции для нейтрино, проходящих через вещество с постоянной плотностью, выражается через конечную сумму элементарных функций в матричных элементах гамильтониана.

### 2.2.2. Эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна

MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) - это эффект трансформации одного нейтринного флэйвора в другой в среде с меняющейся плотностью. Физическая картина эффекта описывается в терминах флэйворов и относительных фаз собственных состояний и переходами между собственными состояниями. Конверсия флэйвора происходит наиболее эффективно при электронной плотности соответствующей MSW резонансу [4] [5].

МСВ-эффекты, вызванные нейтринными взаимодействиями с материей, определяются углами смешивания и плотностью вещества [6]. В зависимости от быстроты ее изменения, с расстоянием ( $d\rho/dt \approx d\rho/dx$ ) можно выделить несколько режимов: 1) постоянная плотность 2) адиабатический режим (медленное изменение плотности), 3) нарушение адиабатичности в резонансном слое, 4) сильное нарушение адиабатичности и, как предельный случай, скачок плотности [7].

### 2.2.3. Эволюция собственных состояний нейтрино в веществе для двухчастичного случая: условие резонанса

Наиболее простым для понимания осцилляций в веществе является двухфлэйворный случай. Иногда его даже уместо рассматривать в контексте некоторых физических явлений: например солнечных осцилляций, когда тау - резонанс не достигается.

$$|\nu(t)\rangle = \psi_e(t) |\nu_e\rangle + \psi_\mu(t) |\nu_\mu\rangle \quad (2.39)$$

$$\nu_f = (\nu_e, \nu_\mu), \quad \psi_f = (\psi_e, \psi_\mu) \quad (2.40)$$

$$\hat{W} = \text{diag}(\hat{W}_e, \hat{W}_\mu) \quad (2.41)$$

- матрица, учитывающая взаимодействия нейтрино со средой и представляющая собой потенциальную энергию, обусловленную этими взаимодействиями.

$$S(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

$$|\nu_f\rangle = \hat{S}(\theta) |\nu_i\rangle, \quad (2.43)$$

где  $\theta$  - угол, связывающий состояния с определёнными ароматами и состояния с определёнными массами, называемый углом смешивания в вакууме.

Нейтрино, распространяясь в среде и рассеиваясь на нулевой угол, приобретают эффективную массу, зависящую от плотности частиц среды. Матрица смешивания нейтрино в среде также отличается от вакуумной матрицы смешивания. В результате осцилляции нейтрино в среде происходят с новыми эффективными массами и углами смешивания [8].

$$|\nu_m\rangle = \hat{S}_m(\theta_m) |\nu_f\rangle \quad (2.44)$$

Угол  $\theta_m(t)$  фиксируется значением плотности  $\rho \equiv \rho(t)$  в момент  $t$ :

$$\text{tg } 2\theta_m = \text{tg } 2\theta \left[ 1 - \frac{\rho}{\rho_r} \right]^{-1}, \quad (2.45)$$

где  $\rho_r$  - резонансная плотность.  $\theta_m$  зависит от плотности  $\rho$  и, следовательно, с её изменением, варьируется  $\nu_m$ . В вакууме  $\theta_m = \theta$ .

$$|\nu_m\rangle_t = e^{-iHt} \hat{S}_a(\theta_a) |\nu_m\rangle = |\nu(t)\rangle \quad (2.46)$$

В среде изменяется средняя вероятность и глубина осцилляций в виду того, что дополнительная переменная среды  $\rho$  отвечает за примеси собственных состояний  $\theta_a$  в  $\nu(t)$  и ароматы самих собственных состояний изменяются со временем ( в вакууме  $\theta_a = \theta$ ).

$$|\nu(t)\rangle = \cos \theta_a e^{-i\varphi_1} |\nu_{1m}\rangle + \sin \theta_a e^{-i\varphi_2} |\nu_{2m}\rangle \quad (2.47)$$

$$|\nu(t)\rangle = \cos \theta_a |\nu_{1m}\rangle + \sin \theta_a e^{-i\varphi} |\nu_{2m}\rangle \quad (2.48)$$

$$\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (2.49)$$

$$\psi_{1m} = \cos \theta_a, \quad \psi_{2m} = \sin \theta_a e^{-i\varphi} \quad (2.50)$$

$$\psi_m = (\psi_{1m}, \psi_{2m}) \quad (2.51)$$

### 2.3. Подход к вычислению спектра нейтрино

Обозначая через  $n_{\nu_e}^0$  and  $n_{\nu_x}^0 \equiv n_{\nu_\mu}^0 = n_{\nu_\tau}^0$  спектры  $\nu_e$  и  $\nu_\mu, \nu_\tau$  для соответствующей нейтриносферы, спектры разных флэйворов нейтрино вылетающих из сверхновой можно представить следующим образом:

$$n_{\nu_e} = P(\nu_e \rightarrow \nu_e)n_{\nu_e}^0 + [P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) + P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)]n_{\nu_x}^0 \quad (2.52)$$

$$n_{\nu_\mu} = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)n_{\nu_e}^0 + [P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) + P(\nu_\tau \rightarrow \nu_e \rightarrow \nu_\mu)]n_{\nu_x}^0 \quad (2.53)$$

$$n_{\nu_\tau} = P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)n_{\nu_e}^0 + [P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) + P(\nu_\tau \rightarrow \nu_\tau)]n_{\nu_x}^0. \quad (2.54)$$

С экспериментальной точки зрения, согласно относительно низкой энергии нейтрино (0-50 MeV), считается, что нельзя различить  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ , таким образом, единственные значимые величины это  $\nu_e$  и  $\nu_\mu + \nu_\tau$ . [9] Используя условие унитарности для вероятности перехода, получаем

$$n_{\nu_e} = P(\nu_e \rightarrow \nu_e)n_{\nu_e}^0 + [1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e)]n_{\nu_x}^0, \quad (2.55)$$

$$n_{\nu_\mu} + n_{\nu_\tau} = [1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e)]n_{\nu_e}^0 + [1 + P(\nu_e \rightarrow \nu_e)]n_{\nu_x}^0. \quad (2.56)$$

## Глава 3

# Сверхновые

То, как звезда заканчивает свою жизнь, частично зависит от её массы. Звезда может стать сверхновой одним из двух способов, каждый из которых разбивается на подтипы. Сверхновая I типа: в двойной звёздной системе накапливается вещество от ближайшего соседа, до тех пор пока не спровоцирует цепную ядерную реакцию. Сверхновая II типа: звезда исчерпывает своё ядерное топливо и коллапсирует под действием собственной гравитации. Звёзды с массой более  $8M_{\odot}$  заканчивают свой жизненный цикл невероятно ярким взрывом, вызванным гравитационным коллапсом ядра сверхновой.

Коллапс ядра сверхновой - важное явление во Вселенной по нескольким причинам. В частности, сверхновые являются главными факторами химической эволюции Вселенной. Предполагается, что во время Большого Взрыва были синтезированы только водород и гелий с небольшим количеством лития, а за исключением элементов вблизи железа, которые производятся редкими сверхновыми типа Ia (термоядерный взрыв), большая часть тяжелых элементов происходит из гравитационного коллапса ядра сверхновой. Эти элементы играют решающую роль в формировании жизни. Люди (и большинство форм известной жизни) состоят примерно на 60% из кислорода, большая часть которого была сделана в ядрах массивных звёзд и распространялась повсеместно во вселенной через взрывы от гравитационных коллапсов. Коллапсирующее ядро может также являться объектом, где происходят процессы быстрого нейтронного захвата ( $r$ -процессы - процесс образования более тяжёлых ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов), которые производят множество очень тяжелых элементов атомной массой около 70 а.е.; хотя это и не является установленным фактом, но текущие исследования склоняются к тому слияния нейтронных звезд позволяют достичь второго и третьего пиков  $r$ -процессов<sup>1</sup>[10].

Железное ядро массивной звезды поддерживается давлением вырожденного электронного газа, сильно охлаждается посредством нейтрино и окружено горящими оболочками Si, O, C и так далее. Давление, поддерживающее звезду и противостоящее силам гравитации — это комбинация излучения, идеального газа, и, позднее, частично давления вырожденного электронного газа. Но, в виду постоянно происходящего излучения, звезда эволюционирует[11]. Сложное квазиравновесное горение кремниевой оболочки продолжает увеличивать массу железного ядра до предела, называемого эффективной массой Чандрасекара, которая в общем случае является функ-

---

<sup>1</sup> $r$ -процесс - это процесс образования более тяжёлых ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов в ходе  $(n, \gamma)$  реакций.

цией электронной составляющей и энтропии ядра. Согласно этому критическая масса железного ядра варьируется от 1.3 до 1.7 солнечных масс. Как только железное ядро достигает критической массы, начинается его дестабилизация, запускающая гравитационный коллапс. Коллапс железного ядра критической массы быстро ускоряется. Этот стремительный рост управляется главным образом фотодиссоциацией ядер железа,  $\text{Fe}(\gamma, \alpha)$ , и электронным захватом:  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ . Реакции фотодиссоциации поглощают около 8 MeV на нуклон, в то время как электронный захват уменьшает давление вырожденного электронного газа в ядре. Оба процесса способствуют коллапсу ядра, поднимая плотность ядра и температуру выше и выше. Вклад обоих процессов существенно растёт с повышением плотности и температуры, формируя стремительное сжатие ядра. Внутренняя часть ядра, около 0.4 - 0.6 солнечных масс поддерживает скорость на уровне скорости звука и сжимается однородно, в то время как внешняя часть ядра сжимается со сверхзвуковой скоростью. Этот процесс происходит до тех пор пока центральная плотность не превысит плотность ядерной материи около  $2 \cdot 10^{14} \frac{g}{cm^3}$ , в то время как возрастающий электронный захват на тяжелых ядрах уменьшает количество электронов на барион до значения меньше 0.3. Коллапс внутреннего ядра внезапно прекращается, запуская сильную ударную волну в сторону все ещё коллапсирующего внешнего ядра в последовательности событий, называемой отскоком оболочки. Поначалу ударная волна стремительно распространяется наружу через внешнюю часть ядра, но сильное нейтринное охлаждение за ударной волной и фотодиссоциация железа вызывают торможение ударной волны на радиусе около 150 км. Фотодиссоциация железа требует около  $1.5 \times 10^{51}$  эрг на  $0.1 M_{\odot}$ , крадя у ударной волны значительную часть энергии высвободившейся от гравитационного коллапса внутреннего ядра. Схему взрыва сверхновой, вызванного гравитационным коллапсом ядра, начиная с самого сжатия ядра можно поэтапно проследить на рис. 3.1.

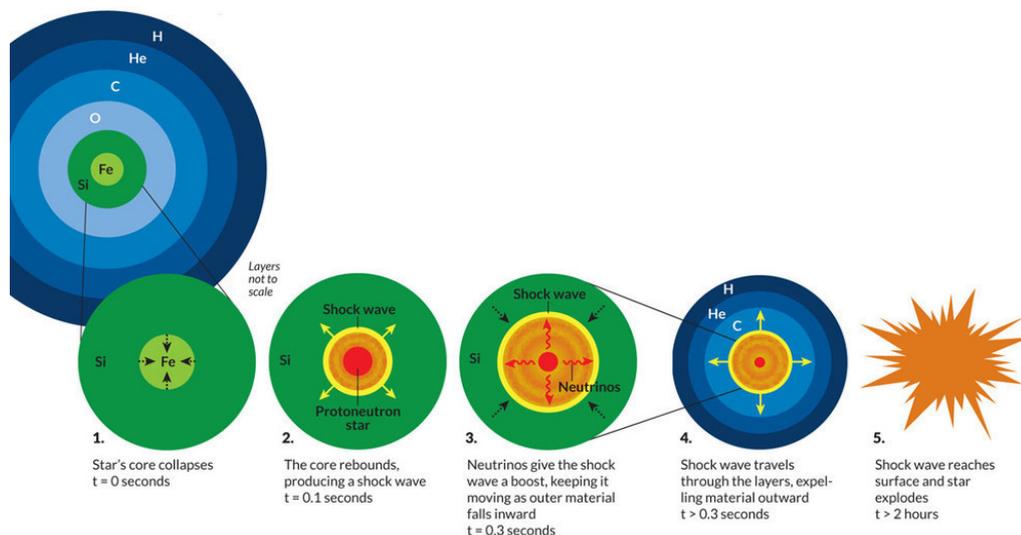


Рис. 3.1. Иллюстрация гравитационного коллапса сверхновой

Теоретическое объяснение механизмов, приводящих к взрывам массивных звёзд является крайне сложной задачей. Полное понимание коллапса ядра звёзды является решающим для сценариев, которые приводят к таким экзотическим объектам, как нейтронные звёзды, пульсары, магнетары, черные дыры порядка звёздной массы и чрезвычайно массивные черные дыры, которые недавно были зарегистрированы на эксперименте. Механизмы гравитационного коллапса включают 3D магнетогидродинамику, гравитацию в подходе ОТО, распространение нейтрино в динамической среде, и сложную и неопределённую микрофизику, такую как уравнение состояния ядерной материи и взаимодействие нейтрино с веществом в экстремальных условиях [10].

### 3.1. Нейтрино от сверхновой: механизмы генерации

Нейтринный всплеск, который предвещает смерть звезды, является одним из мощнейших событий во вселенной. Взрыв сверхновой примерно высвобождает полную энергию  $E_B = 3 \times 10^{53}$  erg, около 99% которой испускается наружу с помощью нейтрино. Типичные энергии нейтрино от сверхновой находятся в пределах 10-60 МэВ. На рис. 3.2 наглядное представлено ожидаемая интенсивность потока нейтрино в широком энергетическом диапазоне.

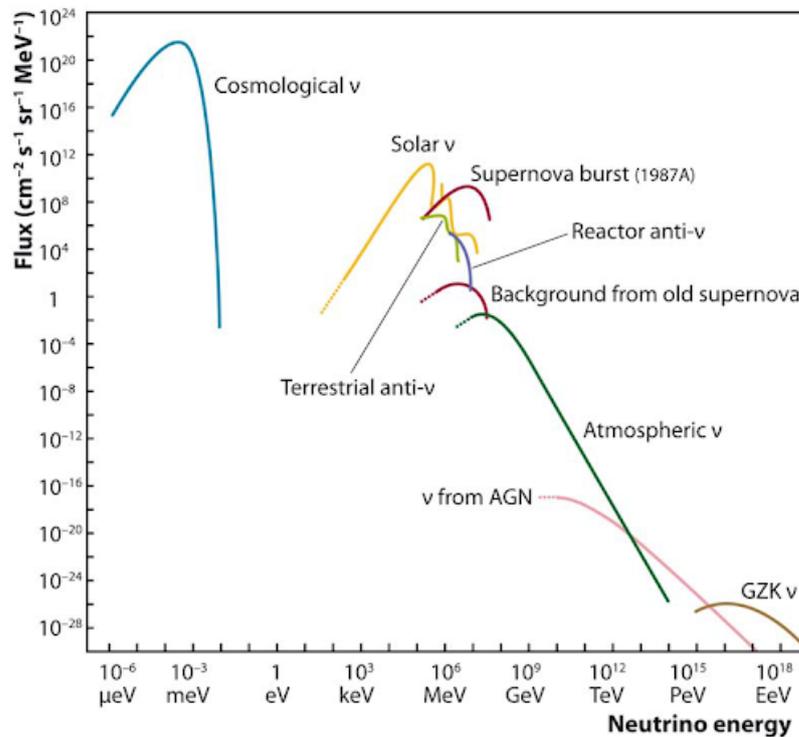


Рис. 3.2. Энергетическое распределение потока нейтрино во Вселенной

Выделяются три основные фазы генерации нейтрино после отскока оболочки [1, 12]:

1.  $\nu_e$  взрыв высокой светимости, после достижения ударной волной ней-

- триносферы,
2. последующая фаза аккреции от торможения ударной волны до начала взрыва,
  3. длительный механизм охлаждения Кельвина — Гельмгольца только сформировавшейся нейтронной звезды .

### *Всплеск электронных нейтрино*

Когда происходит переход ударной волны из непрозрачной в прозрачную для нейтрино среду, во внешние слои железного ядра низкой плотности ( $\rho < 10^{11}$  г см $^{-3}$ ), наблюдается яркая вспышка нейтрино от нейтронизации. Примерно через 2 миллисекунды после отскока оболочки большое число  $\nu_e$ , производимое электронным захватом на свободных протонах в нагретом ударной волной веществе, свободно распространяется наружу. Во время коллапса, предшествующему отскоку оболочки, излучение  $\nu_e$  растёт непрерывно, потому что ядро звезды всё больше и больше сжимается достигая до плотностей, где эффективный электронный захват становится возможным. Только внутри короткого периода ( $\pm 1$  мсек), в момент отскока оболочки, сильное сжатие и красное доплеровские смещение в главном регионе генерации  $\nu_e$  приводит к кратковременному провалу в светимости  $\nu_e$ . Также во время перемещения ударной волны из непрозрачной в прозрачную для нейтрино среду, светимость  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\tau$  нейтрино и, вскоре после этого,  $\bar{\nu}_e$  начинает возрастать, так как их генерация, как парный процесс становится возможным в нагретом ударной волной веществе. Вспышка светимости  $\nu_e$  и фаза подъёма светимости  $\bar{\nu}_e$  и  $\nu_x$  показывают схожее поведение, слабо зависящее от параметров протосверхновой. Пик светимости такой вспышки достигает около  $4 \times 10^{53}$  эрг в секунду, имеет полу-ширину менее чем 10 миллисекунд и высвобождает около  $2 \times 10^{51}$  эрг только за 20 миллисекунд. Средняя энергия испущенных сверхновой  $\nu_e$  имеет пик в максимуме светимости и достигает 12-13 МэВ.

### *Аккреция вещества после отскока оболочки*

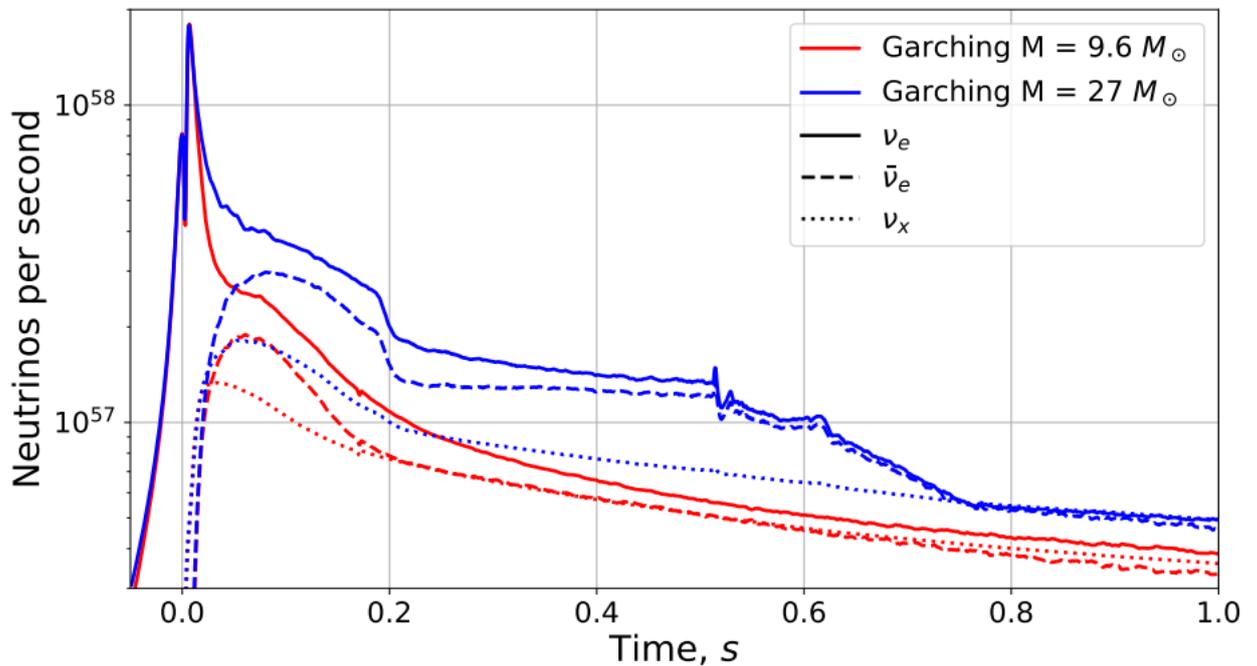
Когда светимость  $\nu_e$  падает с её максимального значения и выходит на плато, проявляется фаза аккреции. Как  $\nu_e$ , так и  $\bar{\nu}_e$  генерируются в большом количестве заряженными токами в горячей оболочке прото-нейтронной звезды. Масса этой оболочки непрерывно растёт, за счёт аккреционного потока коллапсирующего звёздного вещества, которое падает через стагнирующую ударную волну и нагревается сжатием. Светимости  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  очень похожи во время фазы аккреции с небольшим превышением числа  $\nu_e$  из-за постоянной делептонизации. Индивидуальные светимости  $\nu_x$  значительно ниже. Эти нейтрино происходят в основном из более плотных регионов ядра, где

высокие плотность и температура позволяют нуклонному тормозному излучению генерировать  $\nu_x \bar{\nu}_x$  пары. Эмиссия нейтрино во время фазы аккреции демонстрирует большие вариации для разных протосверхновых. Во время аккреционной фазы средняя энергия всех видов нейтрино показывает общий тренд к возрастанию, который обычно круче для  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$ , чем для  $\nu_x$ .

### *Механизм Кельвина — Гельмгольца и делептонизация прото-нейтронной звезды*

После наступления взрыва, прото-нейтронная звезда продолжает излучать некоторое количество лептонов и энергию посредством больших потоков нейтрино в течение нескольких секунд. Светимости всех типов нейтрино и антинейтрино становятся схожи во время этой фазы и убывают со временем параллельно. Типичные средние светимости за фазу остывания Кельвина — Гельмгольца имеют порядок нескольких  $10^{52}$  эрг в секунду [12].

Симуляция нейтринного потока от сверхновой для различных протосверхновых изображена на рисунке 3.3. Здесь наглядно проиллюстрировано, что механизмы генерации нейтрино в сверхновой сильно зависят от массы протосверхновой. На рисунке представлены сигналы для двух протосверхновых массами  $9.6 M_{\odot}$  и  $27 M_{\odot}$ . Данные кривые - это результат трёхмерного моделирования, без учёта нейтринных осцилляций в звёздном веществе.

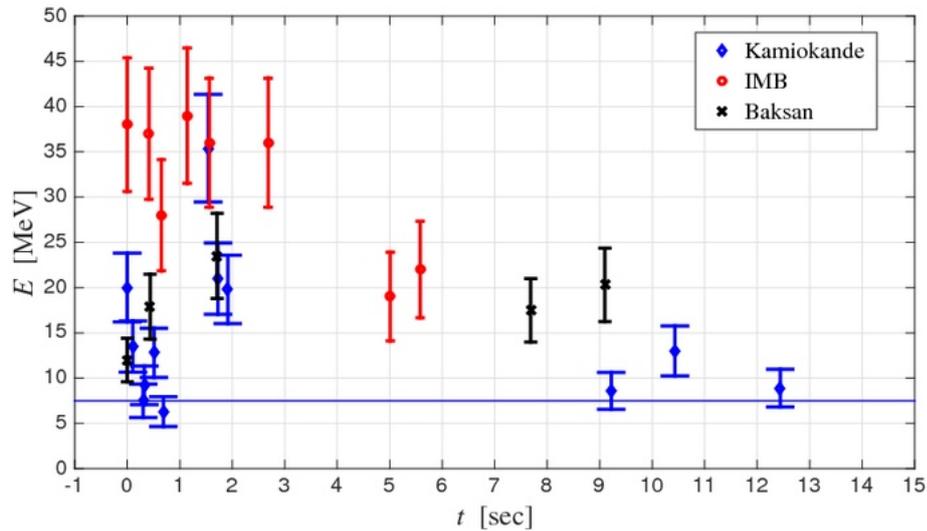


**Рис. 3.3.** Зависимость количества нейтрино от сверхновой от времени за 1 секунду сигнала. Поток от протосверхновой  $9.6 M_{\odot}$  - обозначен красным цветом, от  $27 M_{\odot}$  - синим. Данные группы Garching [1].

### 3.2. SN1987a

Наиболее известный случай прямого наблюдения сверхновой - это SN 1987A. Она является первой и единственной сверхновой, от которой было зарегистрировано нейтринное излучение на различных нейтринных детекторах в реальном времени. SN 1987A вспыхнула на расстоянии 50 кп от Земли в Большом Магелановом облаке [13]. Звездой-предшественником SN 1987A был голубой сверхгигант Sanduleak  $-69^{\circ} 202$  с массой около 17 масс Солнца. Всплеск нейтрино, унёсший основную часть гравитационной энергии, свидетельствовал о коллапсе ядра звезды-предшественника и образовании на его месте нейтронной звезды. SN 1987A является сверхновой типа II, образующейся на конечном этапе из одиночных массивных звёзд, о чём свидетельствовали линии водорода уже в самых ранних спектрах этой сверхновой, так как именно водород и гелий являются основными элементами оболочки сверхновых II типа.

Нейтринный всплеск был обнаружен детектором Kamiokande II 23 февраля в 7:35:35 UT ( $\pm 1$  min) во временном интервале в 13 секунд. Суммарно примерно 25 событий наблюдалось в трёх разных экспериментах: 12 в Kamiokande II (KII), 8 в Irvine-Michigan-Brookhaven (IMB), 5 в Baksan [14]. Временная последовательность нейтринных импульсов, зарегистрированных этими тремя экспериментами, представлена на рис. 3.4 .



вания прото-нейтронной звезды порядка нескольких секунд, наложил жесткие пределы на не стандартные механизмы остывания, которые могли бы быть связаны с новыми частицами, излучаемые ядром сверхновой, особенно правые нейтрино и аксионы[1].

### 3.3. Осцилляции в веществе сверхновой

Детектируемые на Земле нейтрино от сверхновых, проходя через плотную среду, подвергаются эффектам ударной волны, эффекту MSW и эффекту коллективных осцилляций нейтрино. Данные эффекты важно учесть при детектировании нейтрино, так как ожидаемое число событий и энергетический спектр нейтрино разных флэйворов чувствительны к параметрам осцилляций.

#### 3.3.1. Ударная волна

Ударная волна играет важную роль в процессе коллапса, а также в осцилляциях нейтрино в веществе сверхновой. После отскока оболочки, ударная волна распространяется внутри вещества сверхновой, в течении периода излучения нейтрино. Это изменяет профиль плотности звезды и изменения характеризуются скачками плотности [6], то есть происходит сильное нарушение адиабатичности.

За несколько секунд ударная волна может достичь резонансного слоя, где конверсия различных флэйворов нейтрино максимальна, таким образом затрагивая переход вероятности  $P_H$  в высоко резонансном слое. Распределение плотности в сверхновой может быть приблизительно разделено по времени на две фазы. До того как эффекты от ударной волны вступят в силу, то есть при  $t < 1s$ , плотность вещества в сверхновой:

$$\rho_0(r) \approx 10^{14} \cdot \left( \frac{r}{1km} \right)^{-2,4} g/cm^3. \quad (3.1)$$

После  $t \geq 1s$  устанавливаются эффекты ударной волны и плотность материи задается следующим выражением:

$$\rho(r, t) = \rho_0(r) \cdot \begin{cases} \xi \cdot f(r, t), & (r \leq r_s) \\ 1, & (r > r_s) \end{cases}, \quad (3.2)$$

где  $r_s$  положение фронта ударной волны, а функция  $f(r, t)$  определена как

$$f(r, t) = \exp\{[0.28 - 0.69 \ln(r_s/km)][\arcsin(1 - r/r_s)]^{1.1}\} \quad (3.3)$$

и  $\xi$  типичное распределение потенциала через фронт ударной волны,

$$\xi = V^+/V^- \approx 10, \quad (3.4)$$

которое измеряет скачок в потенциале вещества сверхновой  $V(r)$

$$V^+ = \lim_{r \rightarrow r_s^-} V(r), \quad (3.5)$$

$$V^- = \lim_{r \rightarrow r_s^+} V(r). \quad (3.6)$$

### 3.3.2. Коллективные эффекты

Плотность нейтрино в ядре сверхновой достаточно высока, чтобы нейтрино значительно взаимодействовали с друг другом и индуцировали флэйворные изменения. Электронные (анти)нейтрино могут стать мюонными и тау (анти)нейтрино, и наоборот. Сложность состоит в том, что этот эффект не линеен, и зависит угла пересечения траекторий нейтрино. Существуют два условия при которых случается "обмен" потоками: угол смешивания не равен нулю, иерархия масс должна быть обратной. Ядро сверхновой - это единственное место во Вселенной, где можно наблюдать эффект нейтринного рассеяния друг на друге.

Плотный газ нейтрино испытывает коллективную флэйворную конверсию, то есть нейтрино всех энергий осциллируют вместе, через синхронизированные осцилляции и/или биполярные осцилляции. Другой важный эффект этих взаимодействий - это частичный или полный обмен энергетических спектров двух флэйворов нейтрино, когда нейтрино переходят из региона, где коллективные эффекты доминируют в регион, где плотность нейтрино низка [5].

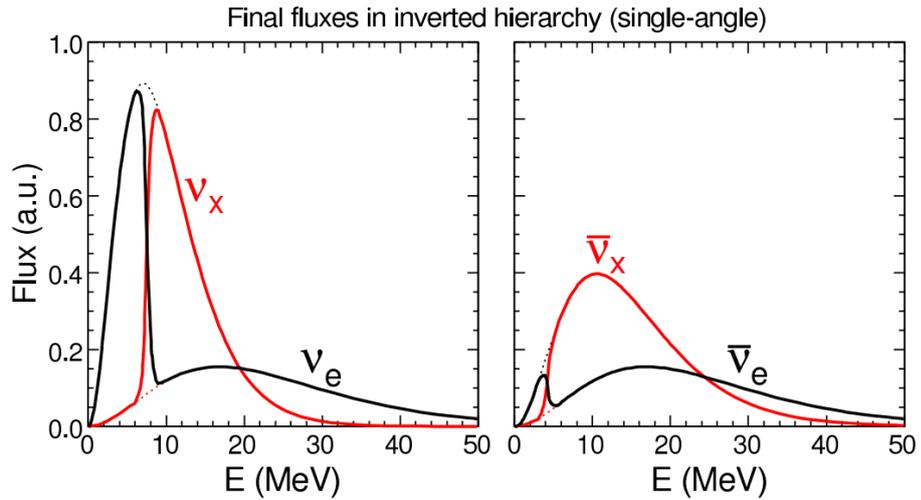
Ожидается, что коллективные эффекты могут вносить доминирующие спектральные особенности, выражающиеся в форме спектрального обмена как для нейтрино, так и для антинейтрино. Для нейтрино и антинейтрино свойства спектрального обмена как правило, проявляются с похожими характеристиками во всём рассматриваемом временном интервале ( $t = 1-20$  s) [16].

Обмен спектрами нейтрино и антинейтрино, показанный на рис. 3.5, может давать вклад в  $r$ -процессы нуклеосинтеза, на передачу энергии ударной волне во время взрыва сверхновой и на распространение нейтрино через ударную волну. Коллективные эффекты в сверхновой могут быть инструментом для определения обратной иерархии масс нейтрино, даже при очень малом  $\theta_{13}$  [17].

### 3.3.3. Эффект вещества

Учёт эффекта вещества для трёхфлэйворного случая в аналитическом подходе для произвольной плотности является крайне нетривиальной и сложной задачей. Поэтому для оценки эффекта вещества в нейтринном сигнале от сверхновой, можно воспользоваться некоторыми приближениями.

Распространение нейтрино в первые секунды, благодаря плавному распределению плотности звёздного вещества в сверхновой, можно считать по адиабатическим формулам и можно рассмотреть только два МСВ резонан-



**Рис. 3.5.** Иллюстрация спектрального обмена: симуляция коллективных эффектов для сверхновой с обратной иерархией масс нейтрино. Начальные потоки показаны пунктирной линией [17].

са. На более поздних стадиях, когда ударная волна достигает внешних слоёв, вообще говоря нужно делать более точный расчёт. Однако благодаря тому, что потоки нейтрино разных флейворов к этому времени практически равны, вкладом от осцилляций можно вообще пренебречь.

Также можно воспользоваться формулами вероятности для случая с постоянной плотностью, разделив плотность звёздного вещества на интервалы с постоянной плотностью для фиксированной энергии. Перемножив получившиеся матрицы вероятности, можно получить искомый спектр вероятности от энергии нейтрино.

## Глава 4

# Техники детектирования нейтрино от сверхновых

### 4.1. Водно-черенковские детекторы

Отчётливая форма сигнала, производимая черенковским излучением, позволяет идентифицировать частицу: резкость края кольца, образуемого черенковским светом, зависит от частицы, производящей излучение. Электроны (а также гамма-излучение) создают размытые кольца из-за множественного рассеяния электрона с характерной маленькой массой. Мюоны, ионизирующее излучение которых, наоборот, мало, производят очень чёткие кольца из-за их большой массы, позволяющей им лететь по прямой траектории практически не рассеиваясь.

Эксперименты IceCube, Baikal-GVD, KM3Net, несмотря на свои высокие пороги детектирования порядка ГэВ, способны зарегистрировать вспышку от сверхновой, наблюдая превышение количества кандидатов нейтринных взаимодействий за определённый промежуток времени над фоновым уровнем.

#### 4.1.1. Super-Kamiokande

Super-Kamiokande - это большой водно-черенковский детектор, являющийся модернизацией Kamiokande-II. Его постройка началась в 1991, а набор данных - в 1996. Детектор Super-Kamiokande представляет собой бак из нержавеющей стали размером 39.3 метра в диаметре и 41.4 метра высотой, заполненный 50,000 тоннами сверхчистой воды. Около 13,000 фотоумножителей установлены на стенах бака (см. рис. 4.1). Детектор расположен на глубине 1,000 метров в шахте Kamioka.

Одна из целей эксперимента Super-Kamiokande - обнаружить свойства нейтрино через наблюдения солнечных нейтрино, атмосферных нейтрино и антропогенных нейтрино. В 1998, благодаря наблюдению за атмосферными нейтрино, эксперимент Super-Kamiokande обнаружил нейтринные осцилляции. В 2001 осцилляции солнечных нейтрино были обнаружены во время наблюдения за солнечными нейтрино. В 2011, была открыта третья мода нейтринных осцилляций наблюдением за антропогенными нейтрино.

Если произойдёт взрыв сверхновой второго типа в центре нашей галактики, Super-Kamiokande зафиксирует около 4000 нейтринных взаимодействий. Эти события включают около 130  $\nu_e$  событий, из которых около 10 происходят от вспышки нейтронизации, и около 80 от  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$  событий.

Если сверхновая произойдёт в нашей Галактике, система реального времени Super-Kamiokande начнёт анализировать данные, поэтому в течении одного часа эксперимент сможет объявить об обнаружении сверхновой и послать информацию о времени детектирования, количестве задетектированных нейтрино, направлении на сверхновую и так далее. Так как фотоны излучаются коллапсирующей звездой после нейтрино, оптические обсерватории смогут зарегистрировать сверхновую вслед за Super-Kamiokande. Поэтому, объявление от Super-Kamiokande поможет астрономам во всем мире увидеть момент взрыва [18].

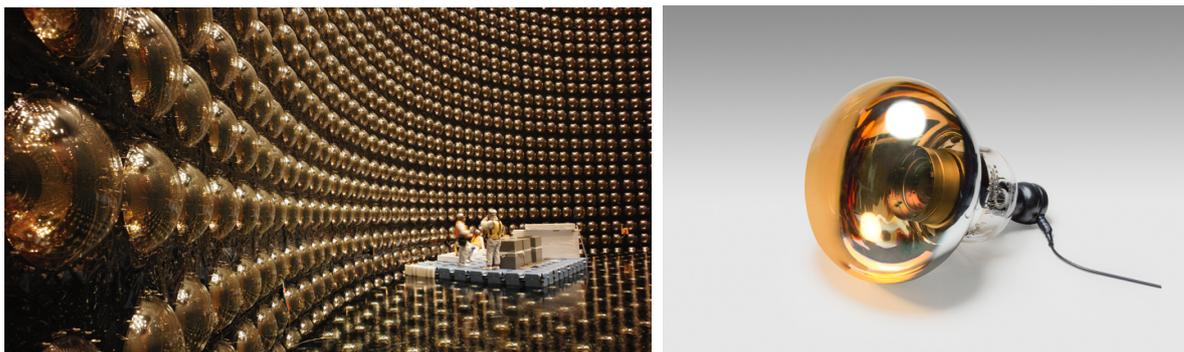


Рис. 4.1. 20-inch-diameter PMT

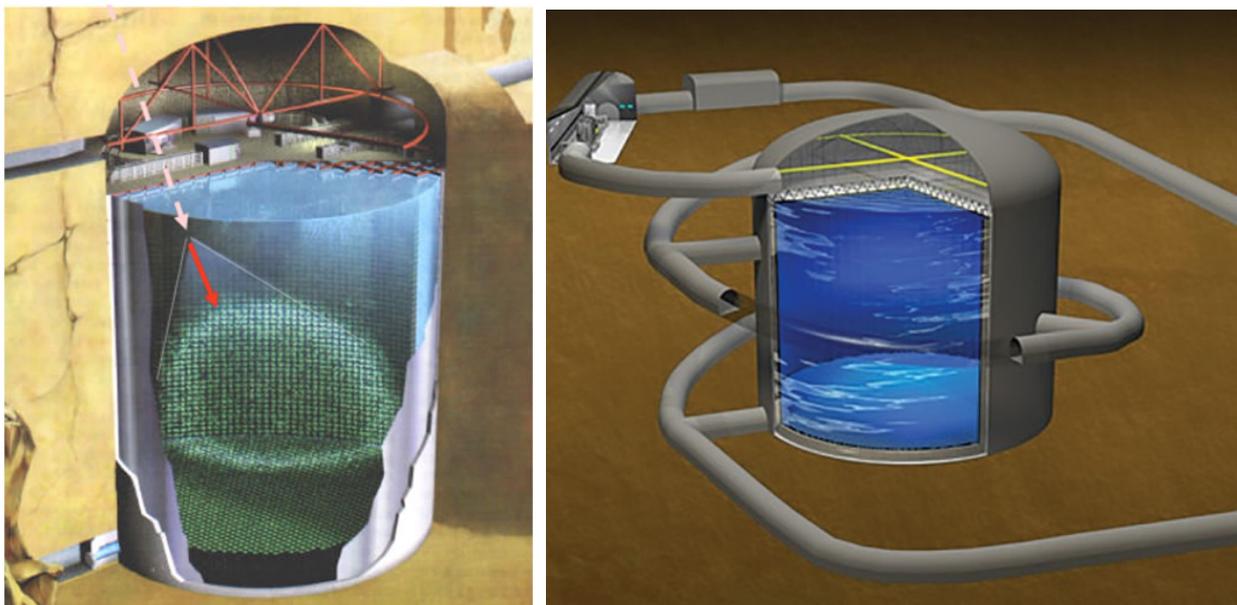
Планируемый во второй половине 2020 года детектор Hyper-Kamiokande будет иметь размер на порядок больше, чем его предшественник Super-Kamiokande: цилиндрический бак 71 м высотой и 68 м в диаметре, стены которого будут покрывать 40,000 сверхчувствительных фотосенсоров.

Цель Hyper-Kamiokande - это подтвердить теорию Великого Объединения и историю эволюции вселенной через исследование распада протона и CP-нарушения (разница между нейтрино и антинейтрино), вместе с наблюдением нейтрино от взрывов сверхновых. Количество данных, которые Hyper-Kamiokande сможет получить за 10 лет, соответствует 100 годам набора данных на Super-Kamiokande [19].

#### 4.1.2. IceCube

Нейтринная обсерватория IceCube [20, 21] была построена на Южном полюсе в 2011. На IceCube было совершено множество новых находок в астрофизике высоких энергий, включая обнаружение потока астрофизических нейтрино и корреляции по времени и направлению нейтрино от вспышки блазара. Были определены значения верхних пределов на разнообразные модели источников космических лучей ультравысоких энергий, так же как и измерения фундаментальных взаимодействий высокоэнергетических частиц, такие как сечения нейтрино в ТэВ регионе.

Тёмная и твёрдая среда со стабильной температурой/давлением Южного полюса представляют собой идеальные условия для устранения шума в оптических сенсорах. IceCube использует ледниковый лёд как черенковскую

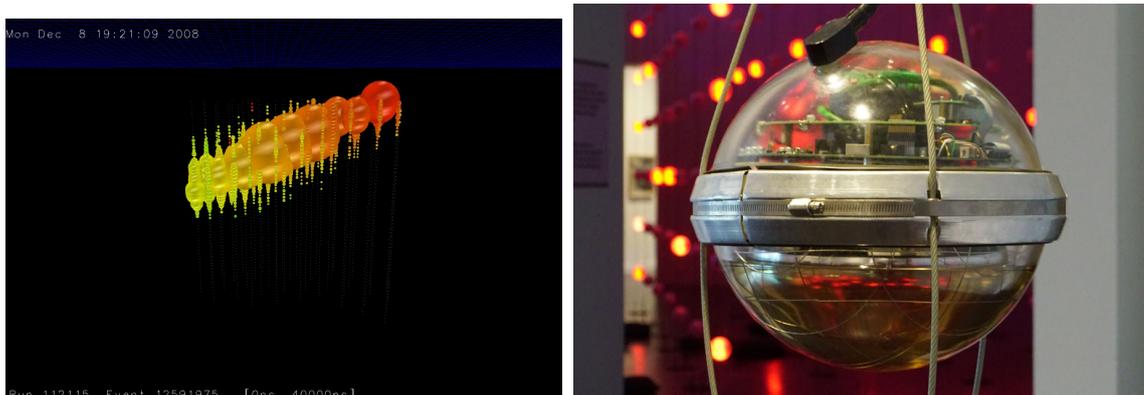


**Рис. 4.2.** Схематичный вид детекторов Super-Kamiokande и Hyper-Kamiokande

среду для детектирования вторичных заряженных частиц, произведёнными нейтринными взаимодействиями с Землей. Распределение черенковского света измеряется кубическим километровым массивом из 5160 оптических сенсоров определяющих энергию, направление и флэйвор входящих нейтрино. Детектор состоит из 86 кабелей, называемых “струнами”, каждый из которых оснащён 60 Цифровыми Оптическими Модулями (DOMs) развернутых на глубине между 1450 м и 2450 м в ледниковом льде. DOM это стеклянные сосуды под давлением содержащие десятидюймовые фотоэлектронные умножители (ФЭУ) и цифровую электронику. IceCube также имеет поверхностный детектор широких атмосферных ливней IceTop, а также центральный подмассив DeepCore с плотно расположенными высокоэффективными фотоумножителями для снижения порога детектирования нейтрино до 5 GeV. Детектор исследует нейтрино с энергиями от GeV до PeV, и собирает большую статистику нейтринных событий, используя преимущества большого объема детектора.

### 4.1.3. Baikal-GVD

Глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD (Gigaton Volume Detector) в настоящее время строится в южном бассейне озера Байкал, на расстоянии около 4км от берега. Глубина озера в этом месте около 1360 м. Это место было выбрано, из-за своей оптимально комбинации гидрооптических, гидрологических гидрофизических ландшафтных факторов для развертывания и эксплуатации нейтринного телескопа. Baikal-GVD имеет модульную структуру и состоит из функционально независимых подмассивов(кластеров). Каждый кластер - это массив фотодетекторов (оптических модулей, OM), то есть фотоумножительных трубок размещённых в прозрачных сферах из низкора-



**Рис. 4.3.** Слева: нейтринное событие, зарегистрированной обсерваторией IceCube; Справа: фотоумножитель, используемый экспериментом IceCube

диоактивного стекла (“Квазаров”). Центральный кластер состоит из 288 ОМ установленных на 8 вертикальных несущих кабелях (струнах) длиной 525 метров (активная глубина 735–1260 м). Струны собраны в единую зонтикообразную структуру. Каждый кластер соединён с берегом через индивидуальные электро-оптические кабели, использующиеся для передачи электричества и данных. Начиная с апреля 2018, три кластера телескопа с общим количеством в 864 ОМ и 24 струны собирают данные. Центры кластеров разнесены друг от друга на 300 метров. Сейчас эффективный объём детектора около 0.15 км<sup>3</sup> для входящих частиц с энергиями порядка 100 TeV [22].

Телескоп Baikal-GVD предназначен для исследования природного потока нейтрино высоких энергий. В результате взаимодействий нейтрино в воде оз. Байкал образуются заряженные лептоны и каскадные ливни, генерирующие черенковское излучение, которое регистрируется оптическими модулями установки. Электроника телескопа измеряет времена регистрации излучения оптическими модулями с точностью порядка миллиардных долей секунды, что позволяет восстановить направление траектории движущихся частиц с угловой точностью до долей градусов.

Результаты обработки данных, полученных с помощью ранее установленных кластеров Baikal-GVD, показали его способность регистрировать нейтрино высоких энергий и необходимость увеличения его объема для повышения надежности и достоверности результатов. Свойства байкальской воды, а также совокупность других сопутствующих обстоятельств дают возможность создания уникальной в мировой практике по чувствительности и угловому разрешению установки, открывающей новые горизонты в астрономии и астрофизике.

#### 4.1.4. KM3Net

KM3NeT [23] - это исследовательская инфраструктура, расположенная в Средиземном море, которая будет состоять из двух глубоководных черенковских нейтринных детекторов. Детектор ARCA (Astroparticle Research with



**Рис. 4.4.** Слева: Пять кластеров телескопа Baikal-GVD; Справа: фотоумножитель, используемый экспериментом Baikal-GVD

Cosmics in the Abyss) был установлен в открытом море в 80 км от Сицилийского берега напротив Capo Passero (Italy) на дне моря на глубине около 3450 м. Главная физическая цель ARCA - это обнаружение и последующее наблюдений источников астрофизических нейтрино во Вселенной. Около кубометра морской воды будет оборудовано примерно 130,000 ФЭУ для детектирования черенковского света от заряженных частиц, которые являются продуктами нейтринных взаимодействий. Геометрия детектора ARCA оптимизирована так, чтобы оптимизировать эффективность детектирования в интервале энергий нейтрино 1 TeV-10 PeV. С одним только детектором (ARCA), коллаборация KM3NeT нацелена на идентификацию и изучение источников астрофизических нейтрино с энергиями порядка TeV-PeV.

Также, коллаборация KM3NeT ведет постройку детектора орка ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) в 40 км от берега Toulon (France) на глубине моря около 2450 м. ORCA обладает теми же технологиями и детекторными элементами, что и детектор ARCA, но в более плотной конфигурации, для того чтобы детектировать нейтрино в промежутке 1-100 GeV. ORCA занимает около 8 мегатонн. Главная физическая цель данной установки - это определение иерархии масс нейтрино через измерение вероятности осцилляций атмосферных нейтрино.

ARCA и ORCA состоят из трёхмерных массивов Цифровых Оптических Модулей (DOMs), установленных в глубоководье Средиземного моря. DOM это устойчивая к давлению стеклянная сфера содержащая 31 ФЭУ, каждый по 80 мм в диаметре. Отражающие кольца установлены вокруг каждого ФЭУ чтобы увеличить их область чувствительности.

Данные от первых трёх детектирующих модулей детекторов KM3NeT ARCA и ORCA используются, чтобы измерять поток атмосферных мюонов в широком диапазоне глубин.

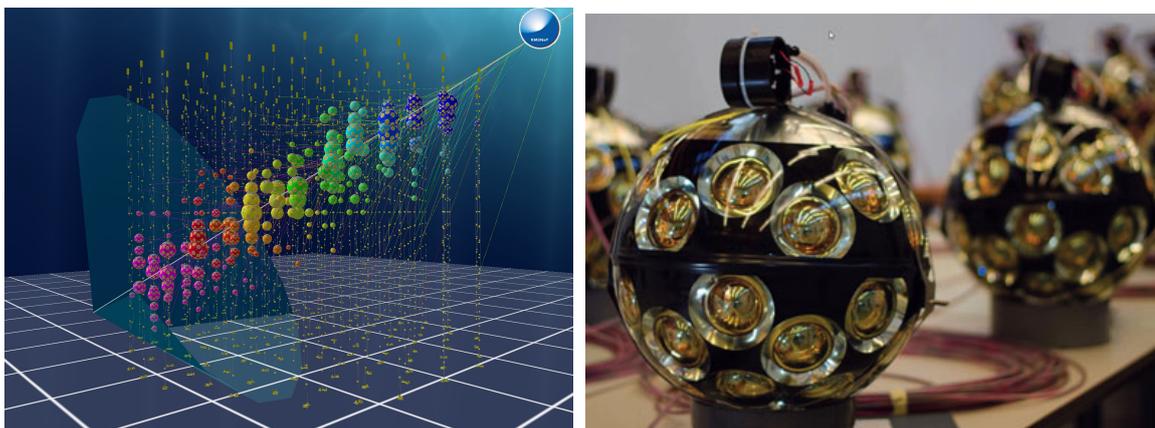


Рис. 4.5. Визуализация сигнала в детекторе KM3NeT/ORCA; Цифровой Оптический Модуль эксперимента KM3NeT

## 4.2. Сцинтилляционные детекторы

### 4.2.1. Baksan Neutrino Observatory

Одним из крупнейших центров, в котором проводятся исследования в области космомикробиологии, является Баксанская нейтринная обсерватория Института ядерных исследований РАН (БНО ИЯИ РАН) расположенная на Северном Кавказе в долине реки Баксан. В БНО имеется уникальный комплекс экспериментальных установок, на которых на протяжении более чем тридцати лет проводятся исследования в указанной области фундаментальной физики. Комплекс установок БНО состоит из Баксанского Подземного Сцинтилляционного Телескопа (БПСТ) и ливневых установок "Ковер-1" и "Андырчи". Установки являются многоцелевыми: на них проводятся экспериментальные исследования в области физики космических лучей, гамма-астрономии, нейтринной физики и астрофизики [24].

Из действующих нейтринных детекторов наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке имеет БПСТ, работающий над задачей поиска нейтринных вспышек от гравитационных коллапсов звёзд в Галактике с 30 июня 1980 г. В пределах радиуса чувствительности БПСТ ( $\sim 20$ кпк) находится  $\sim 95\%$  звёзд нашей Галактики. Чистое время наблюдения на БПСТ по данной задаче составляет 35 лет за период с 30 июня 1980 г до 30 июня 2020 г, верхняя граница на среднюю частоту гравитационных коллапсов в нашей Галактике равна 0,076 в год на уровне достоверности 90% [13].

БПСТ расположен в подземной лаборатории под склоном горы Андырчи объёмом  $24 \times 24 \times 16$  м<sup>3</sup> под склоном горы Андырчи, на эффективной глубине 850 м в. э. (эффективная пороговая энергия 220 ГэВ). БПСТ представляет собой четырехэтажное здание размером 16.7 м  $\times$  16.7 м  $\times$  11.1 м. Расстояние между этажами равно 3.6 м. Все шесть внешних и две внутренние плоскости телескопа сплошь покрыты стандартными сцинтилляционными детекторами, как показано на рис 4.6. Полное число детекторов в телескопе 3184, а полная

масса сцинтиллятора 330 т. Стандартный сцинтилляционный счётчик БПСТ представляет собой алюминиевый контейнер размерами 0.7 м × 0.7 м × 0.3 м, толщина алюминия 3 мм. Контейнер заполнен жидким сцинтиллятором на основе уайт-спирита. Детектор просматривается одним ФЭУ-49Б с диаметром фотокатода 15 см.



Рис. 4.6. Детекторы эксперимента БПСТ

#### 4.2.2. LVD

Установка LVD (Large Volume Detector - детектор большого объема) [25] - находится при лаборатории в Гран Сассо, и расположена в 120 км от Рима в десятикилометровом туннеле, проходящем под массивом Гран Сассо, на высоте 963 м над уровнем моря и под толщиной горных пород около 1400 м. Горный массив, расположенный над подземной лабораторией, ослабляет поток мюонов космических лучей - основной фон для проводимых исследований - в миллион раз. Другой источник фона - нейтроны - также очень мал благодаря низкому содержанию урана и тория в скальных породах. Экспериментальные установки размещены в трех больших залах высотой около 20 м, шириной 20 м и длиной 100 м.

Установка LVD - самый крупный в мире сцинтилляционно-трековый телескоп. Она состоит из трех башен, имеющих модульную структуру (по 35 модулей в каждой башне), что схематично представлено на рис. 4.7. Модуль содержит 8 сцинтилляционных счетчиков, разработанных и изготовленных в Институте ядерных исследований Российской Академии наук, и трековый детектор, производимый Национальным Институтом ядерной физики Италии. LVD состоит из 840 сцинтилляционных счетчиков, содержащих 1010 тонн сцинтиллятора, и 105 трековых детекторов. Трековая система позволяет измерять направление прихода заряженных частиц с точностью 0.5 градуса. Каждый счетчик, изготовленный из нержавеющей стали, содержит 1.2 тонны жидкого сцинтиллятора на основе уайт-спирита и просматривается тремя фотоумножителями. Информация с каждого счетчика считывается независимо. Модульная структура установки позволяет проводить регламентные

работы по поддержанию установки в рабочем состоянии без остановки системы сбора информации, что обеспечивает непрерывный набор статистического материала по программам в области физики нейтрино и астрофизики.

Установка LVD предназначена для исследований в области нейтринной физики, астрофизики, физики космических лучей и поиска редких процессов, предсказываемых теорией, но, как было обнаружено в последние годы, может быть использована и в ядерной геофизике для предсказания землетрясений.

Но основная задача LVD - регистрация нейтринных вспышек от коллапсирующих звезд. Преимущество LVD перед большими водяными детекторами заключается в наличии углерода в сцинтилляторе, что позволяет разделять разные типы нейтрино. Детектор способен регистрировать как электронные антинейтрино (реакция на водороде), так и мюонные и тау-нейтрино и антинейтрино (реакция на углероде сцинтиллятора). Для первого процесса при взрыве сверхновой в центре Галактики (8,5 килопарсек) ожидается от 300 до 600 событий. Другие процессы дадут гораздо меньше событий. Например, в отсутствие осцилляций будут регистрироваться всего 6 событий от взаимодействий электронных нейтрино с углеродом сцинтиллятора.

Таким образом, регистрация нейтрино от сверхновых может дать полезную информацию о физике нейтрино, в основном о смешивании, и, кроме того, об астрофизике коллапса. Весьма важным будет сравнение данных, полученных на различных детекторах, которые имеют разную чувствительность к энергии и флейворам. Сейчас создана глобальная международная сеть из различных детекторов для слежения за коллапсами звезд. В нее входят подземные детекторы LVD, Суперкамиоканде (Япония), SNO (Канада) и несколько гравитационных антенн. За время наблюдения с 1992 г. по 2000 г. на установке LVD коллапсов не обнаружено.

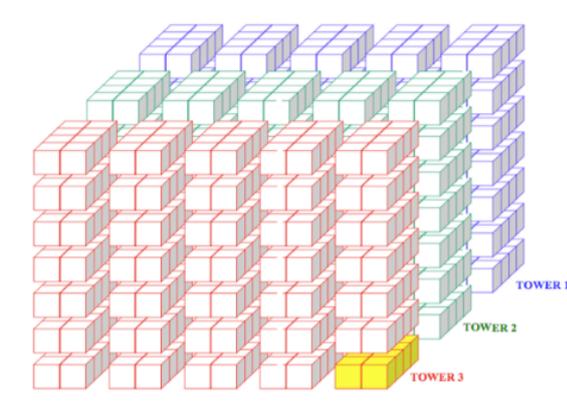


Рис. 4.7. Схематическое изображение детектора LVD

### 4.2.3. Borexino

Borexino - это эксперимент физики элементарных частиц, нацеленный на изучение низкоэнергетических солнечных нейтрино. Наибольший интерес

для эксперимента Borexino представляют, рождающиеся на Солнце в результате одной из реакций протон-протонного цикла  ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ , нейтрино с энергией около 860 кэВ.

Эксперимент позволяет глубже понять процессы, происходящие в ядре Солнца, а также помогает определить параметры нейтринных осцилляций. Проект также в состоянии обнаруживать нейтрино от сверхновых звезд в нашей Галактике. Borexino, как и LVD, расположен в Национальной лаборатории Гран Сассо. Он расположен под скальным массивом; скалы обеспечивают экранировку компонентов космических лучей.

Сам по себе - это многозадачный сцинтилляционный детектор нейтрино и антинейтрино с массой мишени 278 т. Заполнение детектора Borexino можно увидеть на рис. 4.8. Сбор данных на Borexino начался в 2007 г. и продолжается в настоящее время. Электронные нейтрино регистрируются детектором по рассеянию на электронах атомов сцинтиллятора. Главной особенностью детектора является беспрецедентно высокая радиационная чистота сцинтиллятора и конструкционных материалов. Благодаря этому, энергетический порог регистрации нейтрино составляет всего 100 кэВ. Основные реакции, используемые для регистрации нейтрино, — это упругое рассеяние нейтрино на электронах мишени и обратный  $\beta$ -распад (ОБР).

На Borexino получены результаты мировой значимости: впервые в реальном времени измерен поток солнечных  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$  и рер-нейтрино, измерены параметры осцилляций нейтрино, подтверждена гипотеза осцилляций нейтрино в веществе; измерен поток гео-нейтрино, получены рекордные ограничения на возможное существование ядерного гео-реактора в центре Земли; получены рекордные ограничения на возможное проявление физических эффектов, выходящих за рамки Стандартной модели (нестабильность нуклонов, магнитный момент нейтрино, стабильность нейтрино и др.); проведена регистрация пучка нейтрино от ускорителя в ЦЕРН, опровергнут результат эксперимента OPERA о превышении пучком нейтрино скорости света; получено новое экспериментальное ограничение на нарушение принципа Паули; с рекордной чувствительностью установлены ограничения на потоки антинейтрино от Солнца и солнечных аксионов.

#### 4.2.4. Juno

Juno - это планируемый прецизионный эксперимент с реакторными антинейтрино нового поколения, предназначенный для определения иерархии масс нейтрино. Он расположен в Китае.

Детектор JUNO будет представлять собой 35-и метровую сферу заполненную 20 кт жидкого сцинтиллятора, свечение которого будет детектироваться 20-ю тысячами фотоэлектронных умножителей диаметром 50 см каждый. Схематическое изображение детектора JUNO, а также симуляцию сигнала в его объеме можно увидеть на рис. 4.9. Максимальное геометрическое покры-

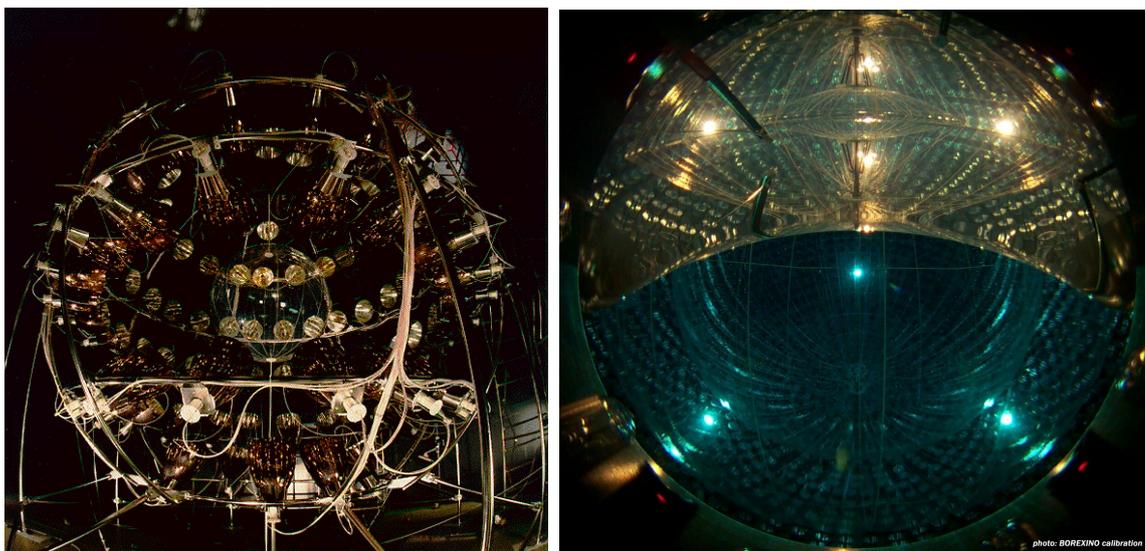


Рис. 4.8. Детектор Borexino: вид изнутри

тие детектора фотоумножителями необходимо для увеличения светосбора. Это необходимо для достижения беспрецедентного энергетического разрешения детектора 3% для энергии 1 МэВ. Помимо  $\Delta m_{32}^2$  с точностью лучшей чем 1% в эксперименте будут измерены другие параметры осцилляций нейтрино:  $\Delta m_{21}^2$  и  $\theta_{12}$ . Эксперимент чувствителен так же к атмосферным нейтрино, гео-нейтрино, нейтрино от вспышек сверхновых.

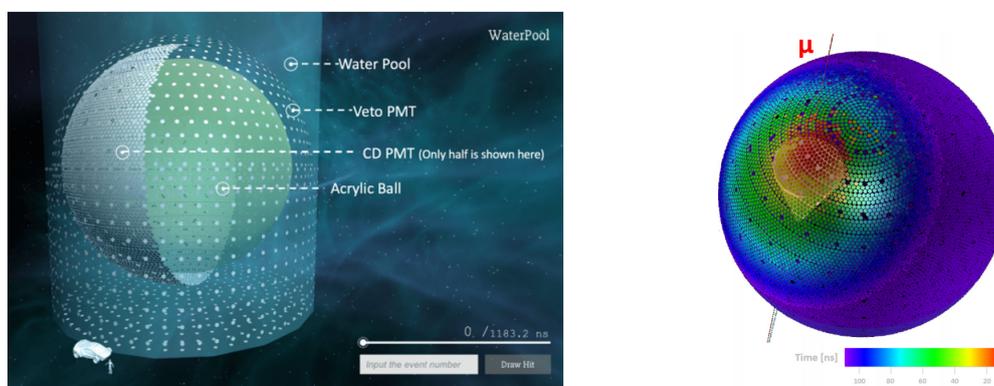


Рис. 4.9. Схематическое изображение детектора JUNO

## 4.3. Свинцовые детекторы

### 4.3.1. HALO

HALO (The Helium and Lead Observatory) - Гелиево-свинцовая обсерватория. Это детектор, посвященный поиску нейтрино от сверхновых, который расположен в подземной лаборатории SNOLAB в шахте Creighton в Канаде. Он использует 79 тонн кольцевых свинцовых блоков оснащенных 128 трубчатými нейтронными детекторами на основе Гелия-3 чтобы детектировать нейтрино от сверхновых в нашей Галактике. Устройство детектора HALO

показано на рис. 4.10. Будучи частью всемирной Системы раннего предупреждения о сверхновой - Supernova Early Warning System (SNEWS), он поможет детектировать сверхновые по их нейтринной вспышке, до того как свет от них достигнет Земли, давая время предупредить, как профессиональных астрономов, так и любителей.

Сравнивая данные от HALO, чувствительного к электронному нейтрино, с данными от детекторов, которые чувствительны к электронным антинейтрино, можно сделать флэйворную декомпозицию нейтринного потока от сверхновой, и поискать свидетельства флэйворного двустороннего обмена спектрами, вызванного коллективными эффектами (рассеяние нейтрино на нейтрино) в ядре сверхновой.

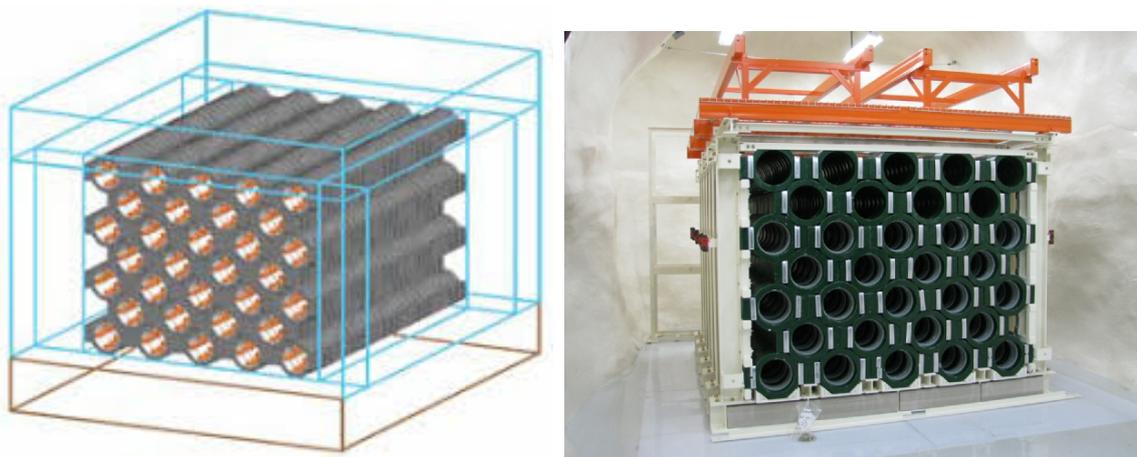


Рис. 4.10

#### 4.4. Благородные газы/жидкости. Детекторы темной материи

Тёмная материя играет фундаментальную роль в эволюции вселенной на космологическом масштабе, внося измеряемый вклад в темпы расширения вселенной и значительный вклад в формирование структур космических масштабов. Сейчас на тёмную материю приходится около 27% от энергетического и вещественного состава Вселенной. Не смотря на обилие темной материи во Вселенной, до сих пор не ясно, что ее составляет. На эту тему существует множество гипотез от чёрных дыр, предсказанных ОТО, до Слабо Взаимодействующих Массивных Частиц (WIMP), которые предсказываются множеством теорий за пределами Стандартной Модели. Поэтому прямое наблюдение темной материи это важная задача современной фундаментальной физики. Поиск гипотетических частиц темной материи (вимпов) и упругого когерентного рассеяния нейтрино похожи между собой по способу детектирования — в обоих случаях взаимодействие идет с атомным ядром. Поэтому, как правило, группы, которые ищут темную материю, включают в свои программы поиск когерентного рассеяния нейтрино.

Когерентное рассеяние нейтрино на атомных ядрах (CEvNS) возникает, когда нейтрино когерентно взаимодействует с полным слабым зарядом ядра, передавая низкий импульс, что заставляет ядро в основном состоянии упруго рассеиваться. Когерентное рассеяние доминирует среди всех возможных процессов взаимодействия нейтрино с ядрами для энергией нейтрино вблизи 100 МэВ.

#### 4.4.1. DarkSide

Эксперименты, ищущие WIMP, планируют детектировать их через сигналы (ионизация, сцинтилляция и тепло), оставляемые их возможным упругим рассеянием на атомных ядрах. Благородные газы, такие как ксенон или аргон являются идеальными мишенями, так как они яркие сцинтилляторы. Однако, радиоактивность окружающей среды может легко подавить сигнал WIMP, если она неосторожно отделена. Детектирующие свойства сжиженного аргона (LAr) особенно благоприятны для отсеивания радиоактивных фонов, которые создают электроны отдачи (ERs). Действительно, существует значительная разница между распределением по времени сцинтилляционных сигналов, создаваемых этими взаимодействиями, сравнительно с событиями от ядер отдачи (NR), ожидаемыми от WIMP.

Эксперимент DarkSide-50[26], использовал технику двухфазных время-проекционных камер, в которых детектируется, как первичная сцинтилляция, так и электролюминесценция от электронов умноженных в газообразных регионах над жидкими. Будучи лишь 50-киллограммовым прототипом, детектор DarkSide-50 продемонстрировал возможность достижения очень низких порогов по энергии отскока ядер, что позволяет детектировать события когерентного рассеяния нейтрино. Благодаря этому, планируемые эксперименты DarkSide-20K (20 тонн жидкого аргона) и Argo (400 тонн) будут иметь отличную чувствительность к нейтринному взрыву от сверхновой. Ожидается, что в Argo можно наблюдать более чем 2000 CEvNS событий от взрыва сверхновой, отстоящей на расстоянии 10 кпс от Земли. В сравнении, это только примерно на 1000 меньше взаимодействий в сравнении с заряженными токами, который будут наблюдаться в 40 килотонном детекторе эксперимента DUNE, и около 25% ожидаемого числа реакций обратного бета-распада и событий с упругим рассеянием в 50 килотонном детекторе SuperKamiokande. Так как CEvNS канал не чувствителен к флэйвору, эти наблюдения дадут статистически важные измерения полного потока нейтрино, исходящего от сверхновой с энергетическим порогом порядка КэВ, который не доступен другим водно-черенковским и сцинтилляционным детекторам.

Фон, затрагивающий данный регион, будет точно отделен от полученных данных до и после сверхновой. Если вето детектор эксперимента Argo сможет использоваться для детектирования  $\nu_e$  нейтрино, то эксперимент Argo будет способен измерить иерархию нейтрино.

#### 4.4.2. XENON

XENON1T также представляет собой детектор для измерения прямых взаимодействий слабовзаимодействующих массивных частиц тёмной материи. Детектор представляет из себя огромную двух-фазную время-проекционную камеру с жидким ксеноном.

Детектор работал в непрерывном режиме в Национальной Лаборатории Гранд Сассо (LNGS) в Италии с момента его введения в эксплуатацию в 2016 до декабря 2018 и производит сильнейшие ограничения на сегодняшний момент на сечение взаимодействия WIMP с материей. Частицы, взаимодействуя с двумя тоннами жидкого ксенона, производят прямой сцинтилляционный сигнал и задержанный ионизационный сигнал, измеряемый пропорциональным сцинтиллятором, разделённые максимальным временем задержки в 670 миллисекунд. Это сигнал измеряется двумя массивами по 127 и по 121 фотомножителей Hamamatsu, установленных до и после мишени из жидкого аргона.

Энергетические регионы, соответствующие стандартным спин-независимым частицам WIMP, ищутся в пределах 4.9 – 49.0 КэВ для ядер отдачи, но масса фоновых событий, так же как и энергетические регионы, представляющие интерес для других физических исследований, имеют масштаб энергий порядка нескольких МэВ. Детектор установлен в огромном танкере с деионизированной водой, играющей роль активного черенковского мюонного вето, что снижает фон и позволяет идентифицировать космические мюоны. Кроме того, временной модуль с GPS основанием встроено в систему мюонного вето, чтобы обеспечить временную синхронизацию с потенциальными внешними феноменами, такими как галактическая сверхновая [27].

## Глава 5

# Разработка GenieSNOvA

### 5.0.1. GENIE

GENIE - это международная коллаборация ученых, которая разрабатывает современный и универсальный генератор нейтринных взаимодействий (GENIE generator), инструменты для поддержки нейтринных экспериментов, новые расширяемые физические модели для симуляции нейтринных взаимодействий и продвинутый глобальный анализ данных по рассеянию нейтрино.

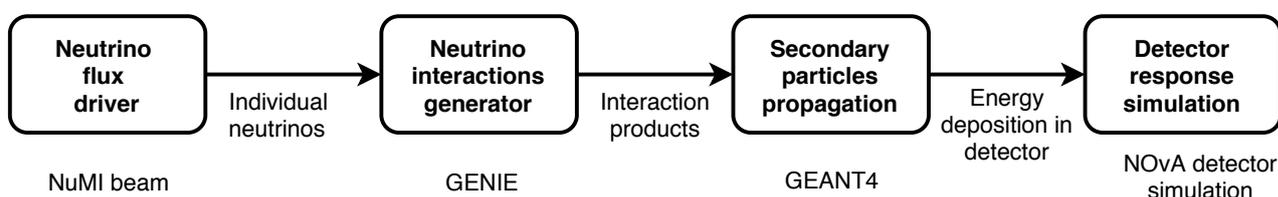
Генератор событий GENIE (GENIE generator) - это современная база для Монте-Карло генераторов событий, включающая актуальные физические методы для взаимодействий нейтрино или заряженных лептонов с нуклонами или ядрами, а так же для симуляций нуклонных распадов и др.

Физическая модель GENIE универсальна и расширяема: она обрабатывает все нейтрино и мишени, и все процессы относящиеся от MeV до PeV масштабов энергий.

Генератор включает несколько инструментов, с помощью которых можно детально симулировать сложные экспериментальные настройки и поддерживать связанные с генератором задачи анализа.

Генератор GENIE используется практически всеми современными нейтринными экспериментами. Он играет ключевую роль при работе с данными по нейтрино: его предсказания используются в качестве критериев в нейтринном сообществе.

### 5.0.2. Цепочка симуляции



**Рис. 5.1.** Стандартная цепочка симуляций для взаимодействия пучка нейтрино с детектором NOvA

Во множестве нейтринных экспериментов используется распространённая цепочка симуляции для получения отклика детектора на интересующие нас нейтринные взаимодействия. Эта цепочка симуляции может быть разбита на следующие блоки:

1. Работа с потоком: единичное нейтрино генерируется согласно заданному нейтринному распределению (модель потока).
2. Генератор нейтринных взаимодействий: взаимодействия единичных нейтрино моделируются в заданных материале и геометрии детектора. Кинематическая информация о взаимодействиях и вторичных частицах задаётся на этом шаге.
3. Распространение вторичных частиц: треки вторичных частиц отслеживаются в геометрии детектора, взаимодействуя со средой и обмениваясь энергией.
4. Симуляция отклика детектора: симуляция энергетического обмена или взаимодействия вторичных частиц в объеме детектора оцифровывается и обрабатывается.

Применение конкретных блоков в этой схеме может отличаться для разных экспериментов. Рисунок 5.1 схематично показывает такую цепочку для симуляции взаимодействия пучка нейтрино с детекторами в эксперименте NOvA [28]. NOvA использует стандартный модуль потока нейтрино для генерации нейтрино по распределению пучка NuMI, пакет GENIE [29] для генерации нейтринных взаимодействий, Geant4 [30] для распространения вторичных частиц и собственные программные пакеты для детальной симуляции оптического сигнала и вывода данных с электроники детекторов NOvA.

Стандартная цепочка симуляции может быть использована для симуляции взаимодействий нейтрино от сверхновой с минимальными изменениями процедуры. С этой целью здесь представлен пакет GeniSNova, который генерирует нейтрино для генератора взаимодействий GENIE, основываясь на моделях нейтринных потоков от сверхновых и описании детектора. Этот пакет был разработан для эксперимента NOvA, однако, благодаря своей структуре, может быть применён к другому детектору с другими геометрией и составом.

### 5.0.3. Модели потоков нейтрино от сверхновых

Так как реальные наблюдения нейтрино от сверхновых ограничены детектированием SN1987a [31, 32, 33, 34], механизм коллапса ядра звезды и её внутренние процессы ещё не описаны в полной мере точно. Предсказания о потоке нейтрино от сверхновых от детальных симуляций ядерного коллапса звезды различаются с учётом различных параметров звёзд-предшественников, предположений, заложенных в симуляцию и свойств смешивания нейтрино.

Поток нейтрино от сверхновой  $\Phi_\nu(E_\nu, t)$  является входными данными для пакета симуляции. GenieSNova работает с двумя форматами входных данных нейтринного потока от сверхновых:

1. Таблица потоков нейтрино для всех флэйворов нейтрино vs бины по времени и энергии:

$$\begin{aligned}
& t_1, \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu dt}(t_1, E_1), \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu dt}(t_1, E_2), \dots, \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu dt}(t_1, E_M) \\
& \dots \\
& t_N, \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu dt}(t_N, E_1), \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu dt}(t_N, E_2), \dots, \frac{d^2 N_\nu}{dE_\nu dt}(t_N, E_M)
\end{aligned}$$

Данный формат входных данных используется в моделях от группы SND [35] и является достаточно общим. Он может быть использован для искажения спектра нейтрино осцилляциями и коллективными эффектами или даже для нейтринного сигнала пре-сверхновой. Обратная сторона этого подхода в том, что мы вносим эффект размера бина в симуляцию.

2. Таблица энергетической светимости нейтрино для всех флэйворов vs временных бинов, параметры энергетического спектра:

$$\begin{aligned}
& t_1, \frac{dL_\nu}{dt}(t), \langle E_\nu(t) \rangle, \langle E_\nu^2(t) \rangle \\
& \dots \\
& t_N, \frac{dL_\nu}{dt}(t_N), \langle E_\nu(t_N) \rangle, \langle E_\nu^2(t_N) \rangle
\end{aligned}$$

Этот формат входных данных используется в моделях предоставляемых группой Garching [1]. Он позволяет использовать в качестве спектра энергии нейтрино следующую параметризацию:

$$f_\alpha(E) = \left( \frac{E}{\langle E \rangle} \right)^\alpha \cdot e^{-(\alpha+1) \cdot \frac{E}{\langle E \rangle}}, \text{ где параметр формы } \alpha = \frac{\langle E \rangle^2}{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}.$$

Эта параметризация распределения позволяет произвести генерацию энергии единичных нейтрино быстрее и без разбиения спектра на бины, но эта она может не подходить в случае искажённого спектра.

#### 5.0.4. Генерация нейтрино по распределению

Чтобы просимулировать сигнал от сверхновой в детекторе, нам нужно, чтобы нейтрино всех флэйворов, взаимодействующие с детектором, были упорядочены по времени и генерировались случайно по выбранному распределению.

GenieSNova генерирует выборку их единичных нейтрино от сверхновой согласно информации из входных данных используя следующие шаги:

- Положение нейтрино генерируется равномерно в прямоугольном окне определённого размера, нормаль к которому указывает по направлению

к детектору. Поток нейтрино масштабируется пропорционально области окна, делённого на квадрат расстояния до сверхновой.

- Время прихода нейтрино генерируется последовательно для каждой частицы, как если бы нейтрино шли от сверхновой, используя нейтринный профиль светимости от времени.
- Энергия нейтрино генерируется с использованием распределения потока в определенный момент времени.

Рисунок 5.2 демонстрирует изложенные выше шаги симуляции наряду с входными параметрами из конфигурационного файла для каждого шага.

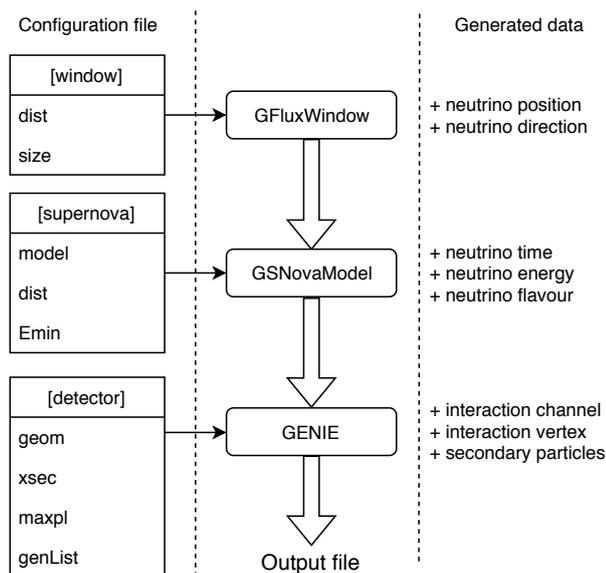


Рис. 5.2. The scheme of the GenieSNova simulation steps

Для того, чтобы смоделировать приходящие нейтрино, пакету GenieSNova требуются следующие входные данные: модель сверхновой, расстояние между источником и детектором, минимальная энергия, размер окна, содержащего поток.

После этого, чтобы сгенерировать нейтринные взаимодействия необходимо иметь полное описание геометрии детектора (в файловом формате *gdml*, используемом Geant, ROOT и пакетом GENIE), и список каналов взаимодействия. Затем GENIE рассчитывает сечения и максимальную длину пробега (maximal path length) для всех материалов в детекторе. Наконец, пользователю нужно задать имя top volume, параметер в GEANT4, в геометрии - чтобы избежать генерации нейтринных взаимодействий в нечувствительных объёмах снаружи детектора.

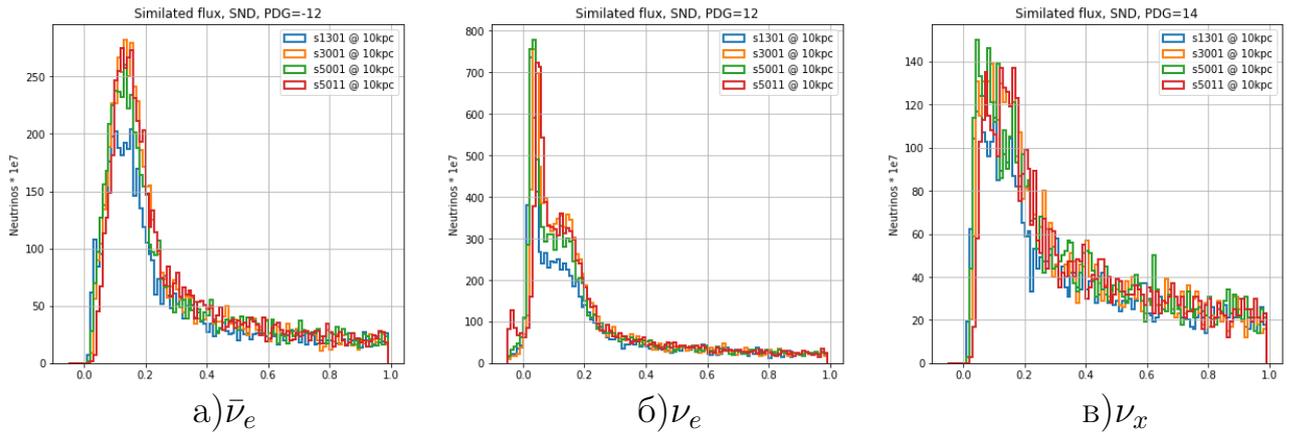
### *Результаты симуляции с использованием данных группы SND*

Построены спектры, прошедшие первый этап цепочки симуляции с использованием генератора нейтрино от сверхновых для подачи на вход GENIE.

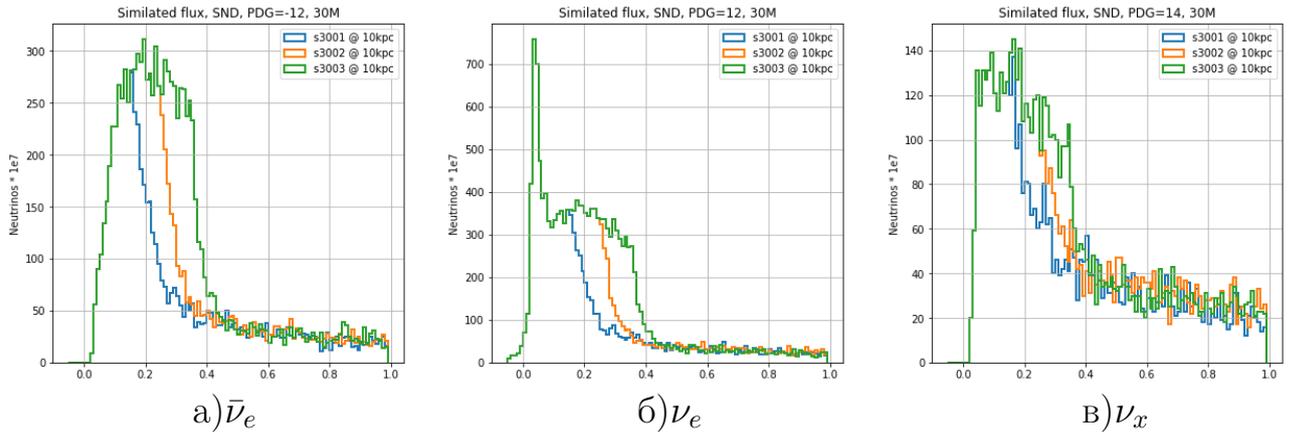
На вход генератору подавались данные группы SND. Спектры отражают зависимость количества нейтрино от времени.

На рис. 5.3 и рис. 5.4 изображены потоки электронных антинейтрино, нейтрино и мюонных/тау нейтрино соответственно за первую секунду сигнала для разных масс протосверхновых и разных времён восстановления ударной волны.

На рис. 5.5 изображены потоки электронных антинейтрино, нейтрино и мюонных/тау нейтрино соответственно за первую секунду сигнала. На графиках видно, что сигнал резко обрывается, что соответствует формированию черной дыры.



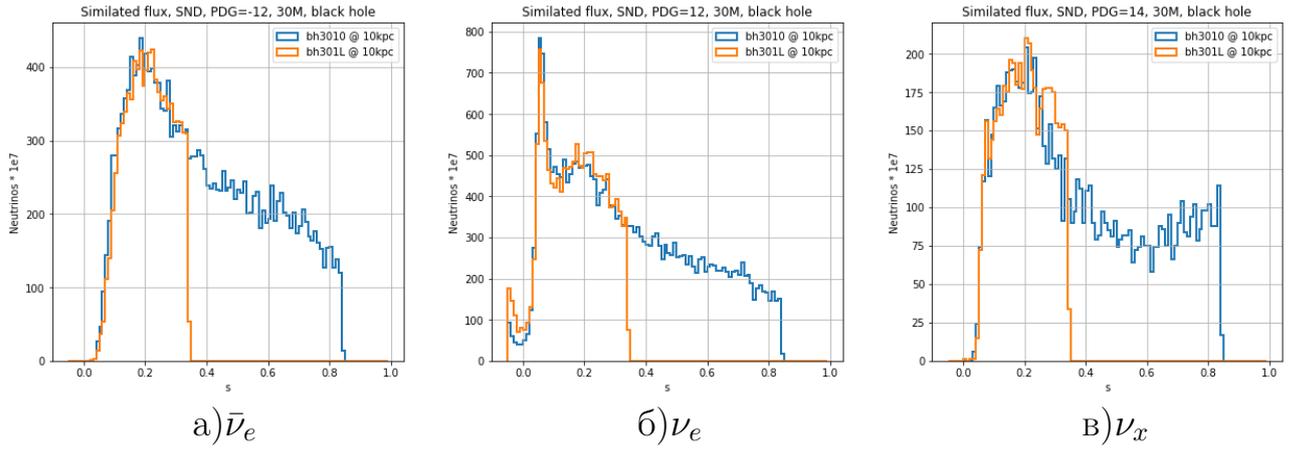
**Рис. 5.3.** Симуляция потоков нейтрино сверхновых 13(синий), 30(оранжевый) и 50(красный)  $M$  от данных SND.



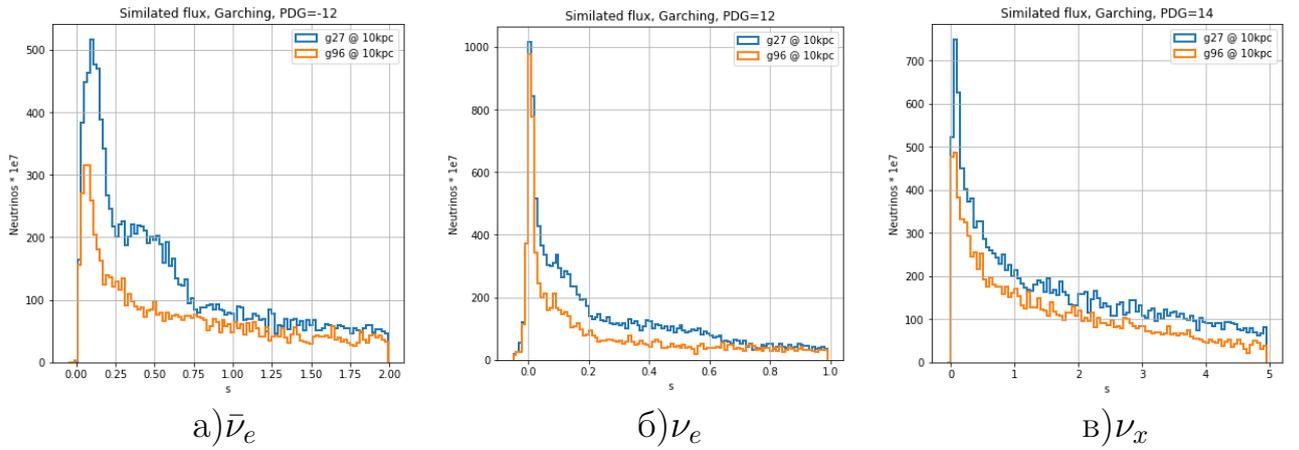
**Рис. 5.4.** Симуляция потоков нейтрино сверхновых 30  $M$  от данных SND для разных времен восстановления ударной волны.

### Результаты симуляции с использованием данных Garching

На рис. 5.6 изображены потоки электронных антинейтрино, нейтрино и мюонных/тау нейтрино соответственно от времени сигнала. Потоки приведены для двух различных масс протосверхновых:  $9.6M_{\odot}$  и  $27M_{\odot}$ .



**Рис. 5.5.** Симуляция потоков нейтрино сверхновых 30 М от данных SND для черной дыры



**Рис. 5.6.** Симуляция потоков нейтрино сверхновых от данных Garching.

### 5.0.5. Каналы взаимодействия нейтрино

GENIE широко используется для симуляций пучков нейтрино, таким образом большинство моделей настроены под нейтрино с энергиями порядка  $E_\nu \sim \text{GeV}$ . Из процессов взаимодействия в GENIE, значимых для детектирования нейтрино от сверхновых, на данный момент присутствует только обратный бета-распад ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ ) и упругое рассеяние электронных нейтрино ( $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ ). Эти каналы производят более чем 90% нейтринных взаимодействий, ожидаемых в жидком сцинтилляторе детектора.

Если другие каналы взаимодействий в будущем будут добавлены в GENIE, то они легко могут быть включены в симуляцию GenieSNova.

## Глава 6

# Эксперимент NO $\nu$ A

### 6.1. Обзор эксперимента

NO $\nu$ A (NuMI Off-Axis  $\nu_e$  Appearance) - это эксперимент области физики частиц созданный, чтобы детектировать нейтрино от пучка Фермилаб NuMI (Neutrinos at the Main Injector). В свою очередь, NuMI - это проект, который создаёт пучок мюонных нейтрино. Ускорительные нейтрино генерируются высокоэнергетическими протонными пучками, стреляющими по ядерной мишени, чтобы создать пионы и каоны. Некоторые из заряженных пионов и каонов с определённым импульсным интервалом фокусируются магнитами, таким образом, чтобы они могли распространяться примерно параллельно направлению падающего протонного пучка. Полярность магнитов может быть выбрана изменением тока, чтобы фокусировать либо положительно-, либо отрицательно-заряженные частицы. Заряженные пионы и каоны затем проходят через длинную трубку, чтобы иметь достаточно времени для распада с участием нейтрино. Схематичный вид направленного пучка нейтрино показан на рис. 6.1 [36]. Нейтринный пучок направлен вниз на угол  $3.3^\circ$ . Не смотря

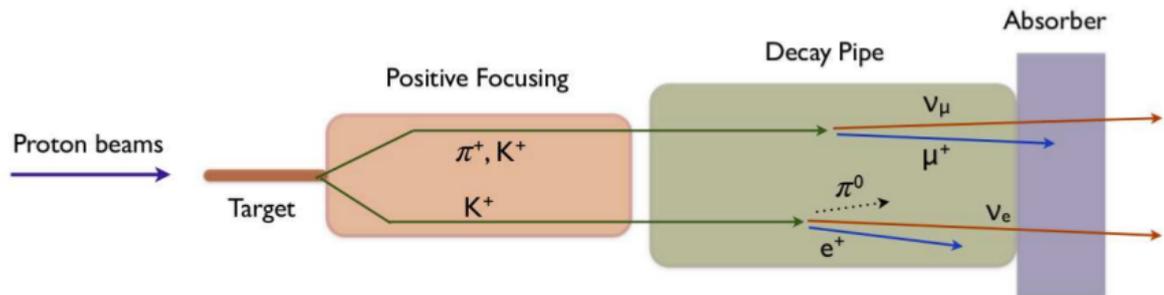


Рис. 6.1. A schematic view of the conventional neutrino beamline

на то, что пучок берёт своё начало в 46 метров под землей в Фермилаб, он проходит около 10 км под поверхностью, во время своего пути к Ash River.

Эксперимент NO $\nu$ A использует 2 детектора: 330 тонный ближний детектор в Фермилаб, расположенный на расстоянии около 1 км от цели ускорителя NuMI и гораздо больший дальний детектор весом 14 килотонн в Миннесоте слегка южнее границы США с Канадой, расположенный на расстоянии 810 км от цели NuMI (см. рис. 6.2). Дальний детектор эксперимента NO $\nu$ A сделан из 344,000 ячеек из высоко отражающего пластикового ПВХ заполненно-



Рис. 6.2. NuMI Beamline

го жидким сцинтиллятором. Детекторы состоят из панелей, разделенных на ячейки, находящихся в вертикальных или горизонтальных позициях. Ближний детектор состоит из 20,000 таких же ячеек. Ячейки дальнего детектора имеют размеры 3.9 см шириной, 6.0 см высотой и 15.5 м длиной.

Когда нейтрино ударяет в атом в жидком сцинтилляторе, он высвобождает всплеск заряженных частиц. Каждая клетка передаёт свет от сигнала через оптоволокно на лавинные фотодиоды (APD), которые измеряют амплитуду сигнала. Сигнал в одной ячейке сцинтиллятора называется хитом. Таким образом мы получаем время, амплитуду и расположение хита. Например, позитрон от ОБР почти одновременно засвечивает несколько ячеек сцинтиллятора. Используя шаблон света, увиденный фотодетекторами, мы можем определить, какой тип нейтрино вызвал взаимодействие и какова была его энергия.

## 6.2. Результаты симуляции для дальнего детектора NOvA

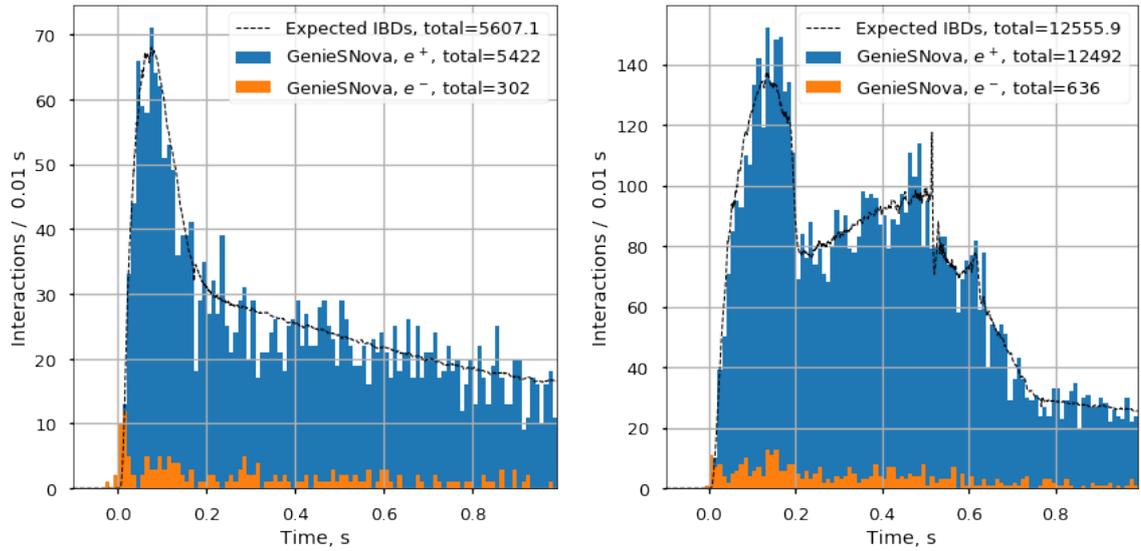
Рис. 6.3 показывает результат симуляции взаимодействий нейтрино, пришедших от сверхновой, отстоящей на расстоянии 5 кпс, с детектором, используя симуляции группы Garching для коллапса сверхновых с массам  $9.6M_{\odot}$  и  $27M_{\odot}$  протосверхновых. Главный канал для детектирования сверхновых детекторах NOvA - это обратный бета-распад (ОБР). Чтобы оценить результаты GenieSNova, мы сопоставляем их с ожидаемыми распределениями событий от ОБР, полученными численными вычислениями из потока  $\bar{\nu}_e$ , сечением ОБР от [37] и полным числом атомов водорода в детекторе:

$$N_{IBD}(t) = N_H \int_0^{\infty} dE \cdot \Phi_{\bar{\nu}}(E, t) \sigma_{IBD}(E)$$

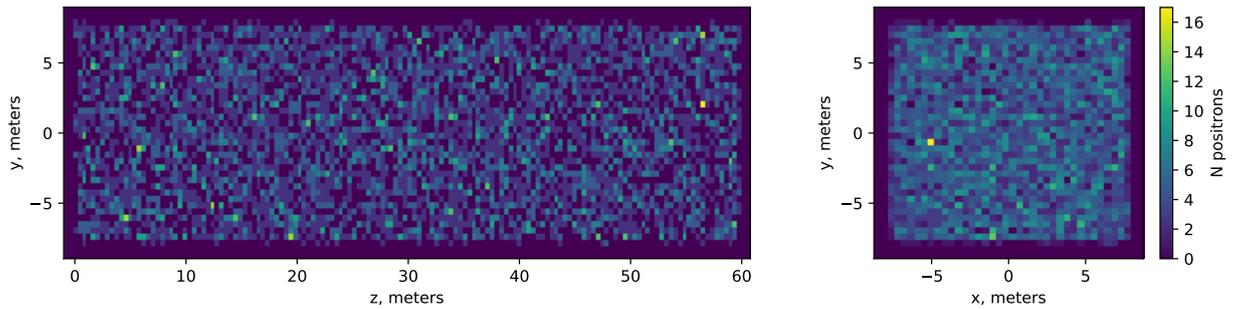
Эти вычисления показаны пунктирной линией на рисунке 6.3 и согласуются с результатами симуляции GenieSNova.

Рисунок 6.4 показывает пространственное распределение взаимодействий от ОБР в детекторе и окружающем материале. Вершины распределены равномерно внутри объема детектора, как ожидается.

Продукты нейтринных взаимодействий, смоделированные на данном ша-



**Рис. 6.3.** Распределение по времени вторичных лептонов, производимые нейтрино от сверхновых от  $9.6M_{\odot}$  (слева) и  $27M_{\odot}$  (справа) протосверхновыми. Пунктирная линия показывает ожидаемое число событий от позитронов обратного бета-распада.



**Рис. 6.4.** Пространственное распределение взаимодействий от вершин обратного бета-распада в объеме дальнего детектора NOvA.

ге затем передаются в Geant4 и дальше по стандартной цепочки симуляции NOvA на рис. 5.1.

# Заключение

Пакет GenieSNova предоставляет модели нейтринных потоков от сверхновой в генератор нейтринных событий GENIE, представляя собой инструмент для симуляции отклика детектора от нейтринного сигнала сверхновой для данного описания детектора.

В рамках данной работы автором был произведён ряд улучшений пакета GenieSNova. В частности:

- Добавлен метод генерации энергии нейтрино по гладкому распределению, используя параметризацию нейтринного спектра.
- Произведена реструктуризация пакета для возможности добавления разных форматов чтения и использования новых параметров.
- Добавлен новый формат чтения моделей сверхновых (SND).
- Произведена валидация пакета GenieSNova: симуляция взаимодействий нейтрино в дальнем детекторе NOvA показывает соответствие с ожидаемыми распределениями и нормализацией.

В настоящее время пакет GenieSNova используется в официальных анализах NOvA. Произведённые автором улучшения программного пакета позволят настроить триггерную систему NOvA для поиска сверхновых для более широкого спектра моделей, а также позволит включить проверку моделей в offline-анализ.

В дальнейшем пакет GenieSNova может быть применён для симуляции нейтринных взаимодействий в других экспериментах

Также автором были рассмотрены методы учёта нейтринных осцилляций в веществе сверхновой. Для учёта изменений спектра нейтрино в результате перехода через внешнюю оболочку коллапсирующей сверхновой можно использовать один из двух подходов:

- Распространение нейтрино в первые секунды, благодаря плавному распределению плотности звёздного вещества в сверхновой, можно считать через кусочно-заданное распределение плотности для адиабатического случая или случая с постоянной плотностью при фиксированной энергии. Полученные матрицы вероятности перехода для каждого участка плотности перемножаются, образуя матрицу вероятности перехода для полного участка плотности. Элементы такой матрицы вероятности перехода для фиксированной энергии необходимо помножить на соответствующие потоки.
- При переходе через внешнюю оболочку сверхновой, нейтринный поток, вышедший с нейтриносферы, испытывает на своём пути два MSW-

резонанса. Пренебрегая флэйворными переходами на всём пути, можно последовательно учесть два MSW-резонанса. Полученные вероятности перехода перемножаются на соответствующие потоки.

# Литература

- [1] A. Mirizzi, I. Tamborra, H.-T. Janka, N. Saviano, K. Scholberg, R. Bollig, L. Hudepohl, and S. Chakraborty, “Supernova Neutrinos: Production, Oscillations and Detection,” *Riv. Nuovo Cim.*, vol. 39, no. 1-2, pp. 1–112, 2016.
- [2] S. Bilenky, “Neutrino in Standard Model and beyond,” *Phys. Part. Nucl.*, vol. 46, no. 4, pp. 475–496, 2015.
- [3] D. Naumov and V. Naumov, “Quantum Field Theory of Neutrino Oscillations,” *Phys. Part. Nucl.*, vol. 51, no. 1, pp. 1–106, 2020.
- [4] A. Smirnov, “The MSW effect and solar neutrinos,” in *10th International Workshop on Neutrino Telescopes*, pp. 23–43, 5 2003.
- [5] B. Dasgupta and A. Dighe, “Collective three-flavor oscillations of supernova neutrinos,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 136, p. 042072, 2008.
- [6] J. Xu, M.-Y. Huang, X.-H. Guo, and B.-L. Young, “Detection of supernova neutrinos on the Earth for large  $\theta_{13}$ ,” *Commun. Theor. Phys.*, vol. 61, no. 2, pp. 226–234, 2014.
- [7] S. Mikheyev and A. Smirnov, “Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos,” *Sov. J. Nucl. Phys.*, vol. 42, pp. 913–917, 1985.
- [8] D. Naumov, “Introduction to neutrino physics,” *Phys. Part. Nucl. Lett.*, vol. 8, pp. 717–742, 2011.
- [9] F. Buccella, S. Esposito, C. Gualdi, and G. Miele, “Supernova neutrino energy spectra and the MSW effect,” *Z. Phys. C*, vol. 73, pp. 633–640, 1997.
- [10] S. Couch, “The mechanism(s) of core-collapse supernovae,” *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, vol. 375, p. 20160271, 10 2017.
- [11] S. Woosley, A. Heger, and T. Weaver, “The evolution and explosion of massive stars,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, pp. 1015–1071, 2002.
- [12] H. T. Janka, “Neutrino Emission from Supernovae,” 2 2017.
- [13] V. Petkov, “Isotropic neutrino flux from supernova explosions in the universe,” *Phys. Part. Nucl.*, vol. 49, no. 1, pp. 113–116, 2018.
- [14] R. Valentim, J. E. Horvath, and E. M. Rangel, “Evidence for Two Neutrino Bursts from SN1987A,” *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.*, vol. 45, p. 1760040, 2017.
- [15] K. Blum and D. Kushnir, “Neutrino Signal of Collapse-induced Thermonuclear Supernovae: the Case for Prompt Black Hole Formation in SN1987A,” *Astrophys. J.*, vol. 828, no. 1, p. 31, 2016.
- [16] G. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and I. Tamborra, “Supernova neutrino three-flavor evolution with dominant collective effects,” *JCAP*, vol. 04, p. 030, 2009.
- [17] G. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and A. Mirizzi, “Neutrinos self interactions in Supernovae,” in *43rd Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, pp. 437–442, 5 2008.

- [18] K. Nakamura, “Present status and future of Kamiokande,” *Conf. Proc. C*, vol. 890928, p. 297, 1989.
- [19] Y. Kudenko, “Hyper-Kamiokande,” 5 2020.
- [20] A. Ishihara, “The IceCube Upgrade – Design and Science Goals,” *PoS*, vol. ICRC2019, p. 1031, 2020.
- [21] D. R. Williams, “Results from icecube,” 2019.
- [22] A. Avrorin *et al.*, “Baikal-GVD: first results and prospects,” *EPJ Web Conf.*, vol. 209, p. 01015, 2019.
- [23] R. Le Breton, “KM3NeT: Next-generation neutrino telescope in the Mediterranean Sea,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 936, pp. 204–207, 2019.
- [24] V. Petkov, “Astroparticle Physics Experiments in the Baksan Neutrino Observatory,” *Phys. Part. Nucl.*, vol. 49, no. 4, pp. 633–638, 2018.
- [25] N. Agafonova and V. Ashikhmin, “Search for Supernova Neutrino Bursts with the LVD Experiment,” in *18th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics*, pp. 101–104, 2019.
- [26] P. Agnes, L. Agostino, I. Albuquerque, T. Alexander, A. Alton, K. Arisaka, H. Back, B. Baldin, K. Biery, G. Bonfini, M. Bossa, B. Bottino, A. Brigatti, J. Brodsky, F. Budano, S. Bussino, M. Cadeddu, L. Cadonati, and G. Zuzel, “Low radioactivity argon dark matter search results from the darkside-50 experiment,” 10 2015.
- [27] E. Aprile *et al.*, “The XENON1T Data Acquisition System,” *JINST*, vol. 14, no. 07, p. P07016, 2019.
- [28] M. A. Acero *et al.*, “New Constraints on Oscillation Parameters from  $\nu_e$  Appearance and  $\nu_\mu$  Disappearance in the NOvA Experiment,” *Phys. Rev.*, vol. D98, p. 032012, 2018.
- [29] C. Andreopoulos, A. Bell, D. Bhattacharya, F. Cavanna, J. Dobson, S. Dytman, H. Gallagher, P. Guzowski, R. Hatcher, P. Kehayias, A. Mereaglia, D. Naples, G. Pearce, A. Rubbia, M. Whalley, and T. Yang, “The GENIE neutrino Monte Carlo generator,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 614, no. 1, pp. 87 – 104, 2010.
- [30] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4 — a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250 – 303, 2003.
- [31] K. Hirata *et al.*, “Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 1490–1493, 1987.
- [32] E. Alekseev, L. Alekseeva, V. Volchenko, and I. Krivosheina, “Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research,” *JETP Lett.*, vol. 45, pp. 589–592, 1987.
- [33] M. Aglietta *et al.*, “On the event observed in the Mont Blanc Underground Neutrino observatory during the occurrence of Supernova 1987a,” *Europhys. Lett.*, vol. 3, pp. 1315–1320, 1987.
- [34] R. Bionta *et al.*, “Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova SN 1987a in the Large Magellanic Cloud,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, p. 1494, 1987.

- [35] K. Nakazato, K. Sumiyoshi, H. Suzuki, T. Totani, H. Umeda, and S. Yamada, “Supernova Neutrino Light Curves and Spectra for Various Progenitor Stars: From Core Collapse to Proto-neutron Star Cooling,” *Astrophys. J. Suppl.*, vol. 205, p. 2, 2013.
- [36] X. Qian and P. Vogel, “Neutrino Mass Hierarchy,” *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 83, pp. 1–30, 2015.
- [37] A. Strumia and F. Vissani, “Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section,” *Phys. Lett. B*, vol. 564, pp. 42–54, 2003.