

Московский Государственный Университет

имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра физики элементарных частиц

КУРСОВАЯ РАБОТА

Осцилляции нейтрино

Выполнил:

студент 208 группы

Туник Алексей Сергеевич

Научный руководитель:

Колупаева Людмила Дмитриевна

Москва, 2026

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	2
1 СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ И НЕЙТРИНО	3
1.1 Стандартная модель и нейтрино как её часть	3
1.2 Нейтрино как частица Стандартной модели	4
1.3 История открытия и изучения	4
2 НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ	8
2.1 Физические принципы возникновения осцилляций	8
2.2 Параметры нейтринного смешивания	9
2.3 Механизмы генерации масс	10
2.4 Осциллянии в веществе	12
3 СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ИССЛЕДОВАНИЙ	14
3.1 Уже измеренные параметры	14
3.2 Современные эксперименты и их цели	15
4 ПЕРСПЕКТИВЫ БУДУЩИХ ИССЛЕДОВАНИЙ	17
4.1 Открытые вопросы	17
4.2 Планирующиеся эксперименты	18
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	19
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	20

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино — легкая, слабодействующая нейтральная частица со спином $\frac{1}{2}$. Является одной из наиболее распространенных частиц во Вселенной, но при этом крайне проблематичной для обнаружения из-за ничтожно малого сечения взаимодействия.

Существование нейтрино было предсказано и экспериментально доказано еще задолго до появления Стандартной модели и сыграло значительную роль в ее становлении. При этом ненулевая масса нейтрино не вписывается в минимальную Стандартную модель и является на данный момент единственным надежно подтвержденным доказательством наличия физики за ее пределами, что говорит о необходимости расширения теории.

В ходе экспериментальных исследований были обнаружены нейтринные осцилляции, т.е. изменение их ароматовых состояний по мере распространения в пространстве, что свидетельствует о наличии ненулевой массы у этой частицы.

В данный момент активно ведутся работы по определению параметров осцилляций и по поиску двойного безнейтринного бета-распада. Эти исследования могут пролить свет на природу осцилляций, механизм появления массы и на физику за пределами Стандартной модели.

В данной курсовой работе рассмотрены теоретические аспекты нейтринных осцилляций и эксперименты, нацеленные на определение параметров осцилляций.

ГЛАВА 1 СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ И НЕЙТРИНО

1.1 Стандартная модель и нейтрино как её часть

Стандартная модель — на данный момент самая успешная теория в физике элементарных частиц, включающая в себя как электрослабую теорию (объединение слабого и электромагнитного взаимодействий), так и теорию сильного взаимодействия. Таким образом, СМ описывает все известные взаимодействия, кроме гравитационного. Ее предсказания хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так, например, в 2012 году была экспериментально обнаружена последняя недостающая частица Стандартной модели — бозон Хиггса.

Стандартная модель основывается на принципах локальной калибровочной инвариантности, которая описывается группой $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Частицы подразделяются на бозоны (целый спин), переносящие взаимодействия, и на фермионы (полуцелый спин), к которым принадлежат и нейтрино.

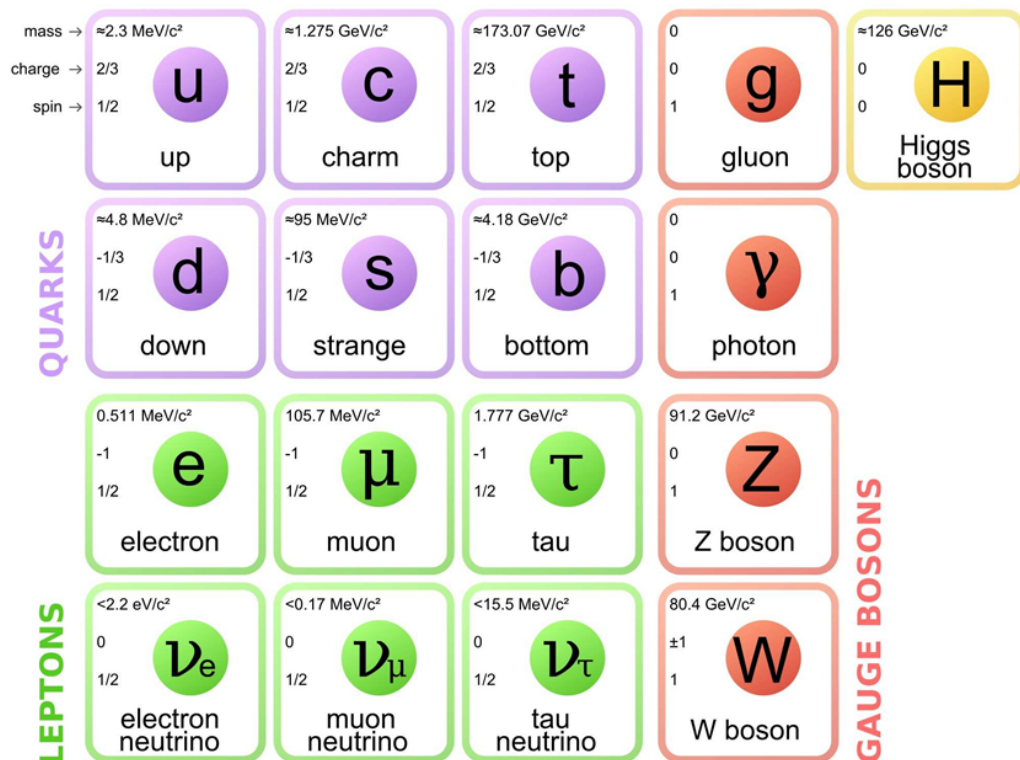


Рис. 1.1: Частицы Стандартной модели

Фермионы в свою очередь делятся на кварки и лептоны. Кварки участвуют во всех известных взаимодействиях, включая и сильное. Лептоны же не имеют цветового заряда и не взаимодействуют по сильному каналу. Суще-

ствуется три поколения (аромата) лептонов. К каждому относится и соответствующее нейтрино — электронное, мюонное или таонное. Стандартная модель прекрасно объясняет имеющиеся экспериментальные данные, за исключением ненулевой массы нейтрино. В соответствии с теорией нейтрино должны быть безмассовыми, а эксперимент свидетельствует о малом, но ненулевом её значении. Поэтому нейтрино рассматривается как одно из наиболее перспективных направлений поиска физики за пределами Стандартной модели.

1.2 Нейтрино как частица Стандартной модели

Нейтрино, как уже было сказано, является нейтрально заряженным лептоном. Выделяют три поколения нейтрино и соответствующие им антинейтрино. Вообще, это единственный известный фундаментальный фермион с нулевым значением заряда. Из четырёх фундаментальных взаимодействий оно участвует лишь в слабом и гравитационном, из-за чего сечение реакций чрезвычайно мало. Так, длина пробега нейтрино солнечного происхождения в свинце составила бы несколько световых лет. Низкое сечение сильно затрудняет проведение каких-либо экспериментов с участием этой частицы.

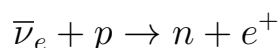
В соответствии со Стандартной моделью в слабом взаимодействии участвуют лишь частицы с левой хиральностью, поэтому в теорию включены лишь «левые» нейтрино, а правые, если вообще существуют, должны быть «стерильными», т.е. никак не взаимодействующими. Современные эксперименты установили верхнюю границу массы нейтрино в десятые доли эВ, а масса самого массивного поколения нейтрино должна быть по крайней мере не меньше 0.05 эВ. Такие значения много меньше самой легкой частицы с ненулевой массой в СМ — электрона. При этом, из-за отсутствия стерильных праворучных нейтрино, нет дираковского массового члена. Также майорановский массовый член запрещен калибровочной инвариантностью в минимальной СМ. Таким образом, для учёта ненулевого значения массы неизбежно придется расширять Стандартную модель элементарных частиц. Возможные механизмы генерации масс будут представлены в работе позднее.

1.3 История открытия и изучения

История нейтрино начинается с первых исследований β -распада атомных ядер, когда был получен непрерывный спектр энергий вылетающих электронов, вместо ожидаемого дискретного. Для разрешения несоответствия экс-

периментальных данных и закона сохранения энергии-импульса, в 1930 году В. Паули предположил существование нейтральной частицы с малой (или даже нулевой) массой, которая уносит часть энергии распада.

Позднее Э. Ферми сформулировал первую теорию, описывающую слабое взаимодействие, включил в нее нейтрино и даже рассчитал сечение взаимодействия нейтрино с веществом в случае обратного β -распада:



Значение сечения получилось порядка $\sigma \sim 10^{-44}$ см² и было настолько мало, что Паули, предложивший нейтрино, в шутку говорил, что «предложил частицу, которую невозможно обнаружить».

Однако в 1956 году, спустя 25 лет после предположения Паули, частица всё же была зафиксирована экспериментально К. Коуэном и Ф. Райнсом. Для компенсации столь низкого сечения был использован большой поток антинейтрино от ядерного реактора на объекте Savannah River Site. Детектировался как раз обратный β -распад, при этом фотоумножители сначала фиксировали γ -квант от электрон-позитронной аннигиляции, а потом через характерное время γ -квант от захвата нейтрона ядром кадмия, что позволило снизить фон до нужного уровня.

Аналогично электронному нейтрино, предполагалось существование типа нейтрино, ассоциированного с мюоном, который обнаружили в 1962 году, когда после прохождения пучка мюонных нейтрино, образованных в результате распада пионов, наблюдались только мюоны, но не электроны. Таким образом, был открыт новый тип нейтрино. Впоследствии на эксперименте DONUT обнаружили еще и тау-нейтрино, принадлежащее последнему поколению лептонов.

В 60-е годы прошлого века активно велись эксперименты по обнаружению солнечных нейтрино, предсказанных термоядерной моделью Солнца. Эта модель была крайне успешной и согласовывалась с имеющимися данными. На её основе был рассчитан поток электронных нейтрино, который должен быть зарегистрирован с Земли. Эксперимент по обнаружению солнечных нейтрино был предпринят Р. Дэвисом на основе хлор-аргонного метода, предложенного Понтекорво. Результаты показали, что поток нейтрино составлял лишь 1/3 от ожидаемого — так называемая проблема солнечных

нейтрино. Несоответствие с теорией показали и другие эксперименты, например GALLEX, SAGE и Kamiokande.

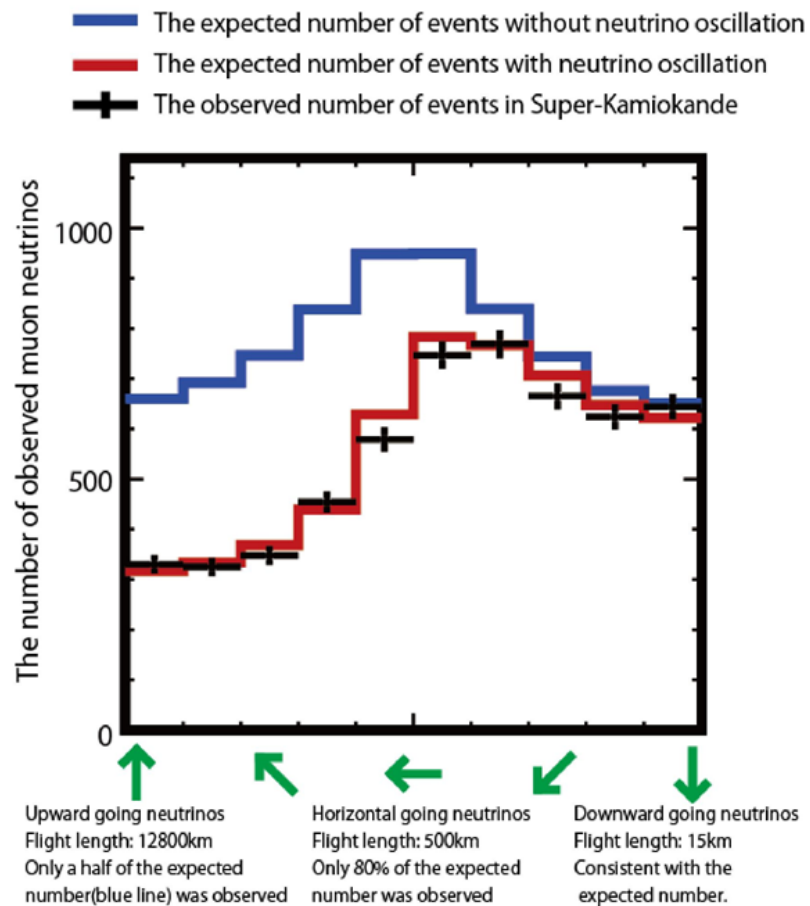


Рис. 1.2: Анализ результатов Super-Kamiokande

В 1957 году Бруно Понтекорво по аналогии с уже открытым смешиванием каонов предлагает схожий механизм превращения нейтрино-антинейтрино друг в друга. При дальнейшей разработке теория была расширена до осцилляций между состояниями с различными ароматами. Расчеты, основанные на нейтринных осцилляциях, полностью объясняли нехватку электронных нейтрино в потоке солнечных. Черенковский эксперимент SNO мог улавливать уже нейтрино всех ароматов, при этом общий поток сошелся с расчётным для солнечной теории.

Последние эксперименты в области осцилляций нацелены на определение параметров смешивания и определение абсолютных значений масс массовых состояний. Для этого используются длиннобазные эксперименты вроде К2К или Т2К. На данный момент известны с достаточной точностью два

угла смешивания и разности квадратов масс нейтрино. Нахождением оставшегося угла смешивания, CP-фазы и иерархии будут заниматься будущие эксперименты.

В 1987 году на детекторе Kamiokande было зафиксировано сразу около 20 нейтрино, направление которых совпало с местом взрыва сверхновой. Это были первые зафиксированные нейтрино, связанные с астрофизическими объектами вне солнечной системы, что подтвердило теорию коллапса звезды, приводящей к сверхновой, и открыло дорогу к мультимессенджерной астрономии. Сейчас нейтринной астрономией занимаются несколько больших детекторов, большая часть которых основана на черенковском излучении и дает возможность проследить, из какой части космоса прибыло нейтрино.

Сейчас изучение нейтрино является передовым направлением в физике элементарных частиц. Проводятся новые эксперименты и активно ведется разработка теории, которая смогла бы расширить Стандартную модель, включив в неё осцилляции.

ГЛАВА 2 НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

2.1 Физические принципы возникновения осцилляций

Нейтринные осцилляции — это квантовомеханическое явление, при котором нейтрино, рождающееся и детектируемое как состояние с определённым лептонным ароматом (ν_e, ν_μ, ν_τ), является суперпозицией состояний с определённой массой, и вследствие различия фаз при распространении вероятность обнаружения данного аромата изменяется со временем (или расстоянием).

Различные ароматовые состояния, которые определяют роль того или иного нейтрино в слабом взаимодействии, являются суперпозицией массовых состояний нейтрино, аналогично смешиванию кварков, открытому ранее.

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

Где $U_{\alpha i}$ - матрица Понтекорво-Маки-Нагатавы-Сакаты (PMNS), унитарная матрица смешивания нейтрино. $|\nu_\alpha\rangle$ - ароматовые регистрируемые состояния, а $|\nu_i\rangle$ - состояния с определенной массой. Для массовых состояний, если рассматривать нейтрино как плоскую волну, то решения уравнений Шредингера имеют форму:

$$\nu_i(x, t) = e^{-i(Et - p_i x)} \approx e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L}$$

Тогда нейтрино, бывшее в начальный момент в определенном ароматовом состоянии α , распространяется как суперпозиция решений УШ для массивных состояний

$$\nu_{\alpha_0}(x) = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L}$$

Вероятность перехода из одного состояния с одним ароматом в другой получается проектированием

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} \right|^2 =$$

$$\delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) + 2 \sum_{i < j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right)$$

Видно, что вероятность перехода не равна нулю, если состояния смешаны и разность масс ненулевая. Тогда вероятность перехода зависит от пройденного расстояния и энергии частицы. Поскольку разница масс очень мала по сравнению с типичными энергиями нейтрино, можно наблюдать осцилляции на макроскопических расстояниях.

При использовании самой простой модели двухфлейворного смешивания, использующей лишь два массовых и ароматовых состояния, выражения упрощаются до

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = |U_{\mu 1}^* U_{\tau 1} e^{-i \frac{m_1^2}{2E} L} + U_{\mu 2}^* U_{\tau 2} e^{-i \frac{m_2^2}{2E} L}|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E} L\right)$$

Эта модель хорошо описывает осцилляции мюонного состояния в таонное, например для атмосферных и ускорительных нейтрино, поскольку преобладает именно μ – τ смешивание и эффектами, связанными с электронным состоянием, можно пренебречь. Эта модель использовалась для открытия осцилляций на детекторе Super-Kamiokande в конце девяностых.

2.2 Параметры нейтринного смешивания

Рассмотрим подробнее PMNS-матрицу смешивания. Существуют три поколения лептонов, поэтому матрица имеет размер 3×3 . В различных механизмах генерации масс эта матрица параметризуется, вообще, по-разному, но на осцилляции влияют четыре параметра: три угла смешивания θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} и одна фаза нарушения CP-симметрии δ_{CP} .

Углы смешивания характеризуют вклад различных массовых состояний в состояние с определенным ароматом. Другими словами, они определяют степень смешивания того или иного состояния. Фаза нарушения CP-симметрии задает относительный фазовый сдвиг между различными переходами. Благодаря этому, результат интерференции для нейтрино и антинейтрино будет различным и CP-симметрия не будет сохраняться.

По сравнению с аналогичными углами в матрице СКМ для кварков, углы PMNS-матрицы гораздо больше, что может намекать на то, что природа возникновения масс для нейтрино отличается от той, что у кварков.

В такой стандартной параметризации матрица имеет вид:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

s_{ij}, c_{ij} - синусы и косинусы соответствующих углов сдвига.

Она представлена результатом трех последовательных поворотов на углы смешивания и учетом CP-фазы. Если $\delta_{CP} = 0$ или π , то матрица будет вещественной и равной комплексно сопряженной, то есть осцилляции для нейтрино и антинейтрино будут проходить одинаково и CP-симметрия переходов не будет нарушаться. Также, в этом случае вероятности $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \alpha$ равны.

В случае, если нейтрино - майорановская частица, то в матрицу войдут еще две майорановских фазы. $U_{PMNS}^{Majorana} = U_{PMNS}^{Dirac} \cdot \text{diag}(1, e^{i\alpha_1/2}, e^{i\alpha_2/2})$. При этом, майорановские фазы не внесут никаких изменений в вероятности осцилляций, т.к. при умножении на U_{PMNS}^* они сократятся. Однако, этот вклад может отразиться на других экспериментах, например, влиять на вероятность безнейтринного β -распада.

Помимо PMNS-матрицы, вклад в осцилляции вносят и разности квадратов масс массовых состояний. Они определяют то, с какой скоростью меняются фазы между различными состояниями при распространении, что и вносит вклад в интерференцию. В результате можно выделить характерные длины осцилляций между состояниями для конкретной энергии нейтрино:

$$L_{12} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{12}^2}, \quad L_{23} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{23}^2}, \quad L_{13} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{13}^2}$$

В трехнейтринной модели вероятность осцилляции представляет собой наложение нескольких волн с различными длинами.

2.3 Механизмы генерации масс

В минимальной версии Стандартной модели существуют лишь нейтрино с левой хиральностью, на которые не действует механизм Хиггса, поэтому в рамках этой теории нейтрино - безмассовые частицы. Экспериментальное обнаружение осцилляций говорит о ненулевой разности квадратов масс, а значит и о ненулевом абсолютном ее значении. Существует несколько воз-

можных механизмов генерации масс. В этом разделе будут обсуждаться основные кандидаты.

1. Если добавить в теорию стерильные нейтрино с правой хиральностью, то можно получить стандартную дираковскую массу для частицы. В лагранжиане появится член вида

$$\mathcal{L}_D = -m_D \bar{\nu}_L \nu_R + h.c.$$

В результате нарушения электрослабой симметрии масса возникнет через взаимодействие с полем Хиггса, как и у остальных фермионов. Однако для осуществления подобного механизма, константа Юкавы для нейтрино должна быть чрезвычайно маленькой, $y_\nu \sim 10^{-12}$, что кажется неестественным, т.к. эта константа выглядит искусственно добавленной извне.

2. Второй механизм требует того, чтобы нейтрино было майорановской частицей. Тогда $\nu_i^c(x) = \nu_i(x)$, т.е. нейтрино является собственной античастицей. Различия в поведении нейтрино и антинейтрино объясняются различными значениями спиральности. Тогда можно получить майорановский массовый член в Лагранжиане без введения правого поля.

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} m_M \bar{\nu}_L^c \nu_L + h.c.$$

При этом полное лептонное число, бывшее постоянным в Стандартной модели, может нарушаться. Таким образом, становится возможным безнейтринный двойной β -распад. Его регистрация может доказать, что нейтрино - майорановская частица. При этом проблема, связанная с малостью массы нейтрино остается, поскольку теперь уже майорановский коэффициент должен быть неестественно малым.

3. Самым жизнеспособным на данный момент представляется Seesaw-механизм, являющийся в некотором роде смесью первых двух механизмов. Самый популярный - Seesaw-механизм первого типа. Все так же предполагается, что нейтрино-майорановская частица, при этом добавляется тяжелое правое нейтрино. ($m_D \ll M_R$). Массовый член M_R можно сделать большим, порядка энергий ТВО, без привязки к масштабу Хиггса. В таком случае об-

щий массовый член лагранжиана выглядит:

$$\mathcal{L}_{mass} = -m_D \bar{\nu}_L \nu_R - \frac{1}{2} M_R \bar{\nu}_R^c \nu_R + h.c. = -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \quad \bar{\nu}_R^c) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c.$$

При этом майорановский член левого нейтрино считается равным нулю. В конечном итоге получилась майорановская массовая матрица. Собственными значениями этой матрицы являются

$$\lambda_{1,2} = \frac{M_R \pm \sqrt{M_R^2 + 4m_D^2}}{2} \approx M_R \quad \text{и} \quad \frac{m_D}{M_R}$$

Собственными состояниями являются майорановские легкое и тяжелое нейтрино

$$\begin{aligned} \nu_{light} &\approx \nu_L + \frac{m_D}{M_R} \nu_R^c \\ \nu_{heavy} &\approx \nu_R + \frac{m_D}{M_R} \nu_L^c \end{aligned}$$

В конечном итоге, наблюдаем мы только легкие состояния, масса которых очень мала из-за масштаба M_R . Тяжелое состояние нейтрино очень массивно и его взаимодействием можно пренебречь из-за практически нулевого смешивания. Учитывая оценочные массы нейтрино, значения M_R получаются порядков энергий ТВО и инфляции, что может указывать на прямую связь стерильных нейтрино и теорий на этих масштабах. Также, при нарушении CP-симметрии в нейтринном секторе, распад этих тяжелых частиц мог бы объяснить лептогенез и избыток барионов.

Помимо перечисленных гипотез, существует множество других, основанных на добавлении скалярных или фермионных триплетов (2-ой и 3-ий типы) или на совершенно других механизмах, но пока самым вероятным остается первый тип seesaw-механизма.

2.4 Осцилляции в веществе

До этого обсуждались осцилляции в вакууме, не учитывая влияния среды распространения. Будем рассматривать прохождение через вещество, там нейтрино могут взаимодействовать с протонами, нейтронами и электронами по слабому каналу. Взаимодействие может происходить через Z-бозон (нейтральный ток) или с помощью W-бозонов (заряженный ток). Вклад ней-

трального тока одинаков для всех ароматов нейтрино и не добавляет относительных фаз, а потому не влияет на осцилляции. Заряженный ток возможен только для электронных нейтрино, поскольку других лептонов в веществе пренебрежимо мало. Вследствие этого взаимодействия, появляется эффективная добавка к гамильтониану (Эффективный потенциал):

$$\mathcal{H}_{eff} = \sqrt{2} G_F n_e$$

В результате, меняется эффективный угол смешивания, эффективная разность масс и как следствие длина осцилляций. Для простейшей модели двух-флейворных осцилляций, это эквивалентно замене единственного угла смешивания на его эффективный аналог в среде θ_m и разности квадрата масс на Δm_m^2

$$\tan(2\theta_m) = \frac{\Delta m^2 \sin(2\theta)}{\Delta m^2 \cos(2\theta) - 2\sqrt{2} G_F n_e E}$$

$$\Delta m_m^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos(2\theta) - 2\sqrt{2} G_F n_e E)^2 + (\Delta m^2 \sin(2\theta))^2}$$

Видно, что новые параметры смешивания зависят от концентрации электронов и энергии нейтрино. При выполнении условия $\Delta m^2 \cos(2\theta) = 2\sqrt{2} G_F n_e E$, смешивание становится максимальным. Это так называемый резонанс Михеева-Смирнова-Вольфенштейна (MSW). В случае солнечных нейтрино он объясняет нехватку электронных нейтрино. В результате осцилляций в веществе, смешивание становится сильнее, чем в вакууме и большее количество меняет аромат. Также, MSW-резонанс чувствителен к иерархии масс, что может подвести к экспериментам на ее установление.

ГЛАВА 3 СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ИССЛЕДОВАНИЙ

На данный момент измерена большая часть параметров, относящихся к нейтринным осцилляциям. В первую очередь это углы смешивания и разности квадратов масс. Современные и будущие исследования направлены на уточнение этих параметров,

3.1 Уже измеренные параметры

"Солнечная" разность квадратов масс определяется главным образом по результатам экспериментов с солнечными и реакторными нейтрино. Современное значение, полученное экспериментами SNO, Super-Kamiokande и KamLAND составляет:

$$\Delta m_{21}^2 = (7.4 \pm 0.2) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$$

"Атмосферная" разность квадратов масс была определена экспериментами с ускорительными нейтрино MINOS, T2K, NOvA. Для нормальной иерархии получено значение:

$\Delta m_{31}^2 = (2.51 \pm 0.03) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ Точная иерархия масс пока не установлена, но глобальный анализ данных с нескольких экспериментов отдает предпочтение нормальной иерархии, хотя достаточная статистическая значимость еще не была получена.

Угол смешивания θ_{12} был наиболее точно определен теми же экспериментами, что и солнечная разность квадратов масс. Его значение:

$$\sin^2(\theta_{12}) = 0.304 \pm 0.012, \text{ что соответствует } \theta_{12} \approx 33^\circ.$$

Угол смешивания θ_{23} был получен с высокой точностью экспериментами с атмосферными и ускорительными нейтрино. Его значение близко к максимальному смешиванию, однако еще непонятно в каком октанте находится угол.

$$\sin^2(\theta_{23}) = 0.57 \pm 0.02, \text{ что соответствует } \theta_{23} \approx 48^\circ \text{ или } 42^\circ.$$

Долгое время угол θ_{13} был не был определен с достаточной точностью и оставался совместим с нулем, пока не был измерен в относительно недавних реакторных экспериментах Daya Bay, RENO и Double Chooz.

$$\sin^2(\theta_{13}) = 0.0222 \pm 0.0006, \text{ что соответствует } \theta_{13} \approx 8.5^\circ.$$

Фаза δ_{CP} на данный момент является наименее определенным параметром. Полученные на ускорительных экспериментах T2K и NOvA данные

указывают на значение $\delta_{CP} \sim -\frac{\pi}{2}$, что соответствует максимальному CP-нарушению, но погрешности составляют порядка 20 – 30%.

Природа механизма возникновения массы все еще неизвестна, эксперименты, нацеленные на поиск безнейтринного двойного β -распада, дают ограничение $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26}$ лет. Его обнаружение укажет на майорановскую природу массы нейтрино.

3.2 Современные эксперименты и их цели

Современные эксперименты нацелены на уточнение уже полученных данных с особым упором на вычисление фазы δ_{CP} и октант θ_{23} . Также продолжаются работы по обнаружению $0\nu\beta\beta$ и исследования на нейтринных обсерваториях.

На данный момент функционируют два длиннобазовых ускорительных эксперимента - T2K и NOvA, нацеленных на уточнение параметров осцилляций и иерархии масс. Недавно ввели в эксплуатацию среднебазовый реакторный детектор JUNO, точность которого будет еще выше.

Активно ведется поиск безнейтринного двойного β -распада экспериментами KamLAND-Zen и LEGEND.

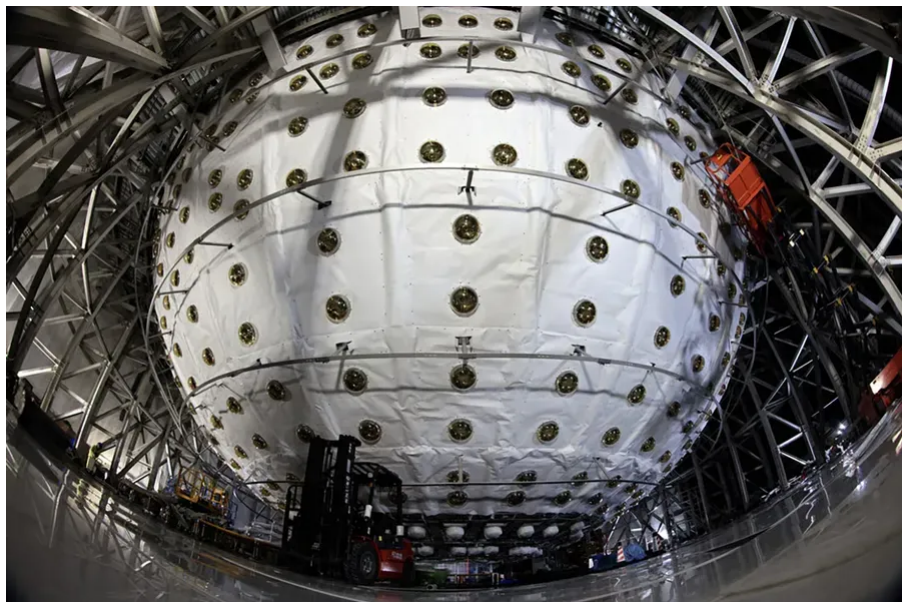


Рис. 3.1: Детектор JUNO

Нейтринные обсерватории, такие как IceCube и Baikal-GVD, позволяют изучать эффекты MSW-резонанса при прохождении сквозь землю и могут указать на отклонения от Стандартной модели. Помимо этого они широко применяются в многоканальной астрономии. Эксперименты SBND и

MicroBooNe занимаются поиском отклонений от текущих моделей нейтринной физики и выявлением признаков существования стерильных нейтрино.

ГЛАВА 4 ПЕРСПЕКТИВЫ БУДУЩИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С открытия нейтринных осцилляций человечество далеко продвинулось в их изучении как в разработке теории, так и в экспериментальных исследованиях. Современная физика нейтрино находится на этапе перехода от установления базовых свойств этих частиц к высокоточным измерениям и поиску эффектов, противоречащих Стандартной модели.

4.1 Открытые вопросы

На данный момент большая часть параметров осцилляций известна с хорошей точностью, но до сих пор остаются вопросы, ответы на которые будут получены в будущих экспериментах.

Остается неизвестным точное значение атмосферного угла смешивания θ_{23} . В экспериментах с хорошей точностью получен синус этого угла, однако остается неизвестным октант, в котором он расположен. Октант напрямую влияет на вероятность осцилляции по каналу появления, к тому же его незнание усложняет точное определение фазы нарушения CP-симметрии.

Фаза нарушения CP-симметрии пока не имеет точно установленного значения из-за недостаточной точности. Сложность в определении вызвана в первую очередь малостью угла смешивания θ_{13} . Современные эксперименты указывают на почти максимальное нарушение CP-симметрии в лептонном секторе. Фаза определяет различия в осцилляциях нейтрино и антинейтрино и может быть связана с избытком материи относительно антиматерии через механизм лептогенеза. Вычисление этой фазы является одним из главных направлений исследований в современной физике нейтрино.

Неизвестна иерархия масс различных массовых состояний нейтрино. Допускаются нормальная $m_1 < m_2 < m_3$ и инвертированная $m_3 < m_1 < m_2$ иерархии. От типа зависит выбор теоретических моделей генерации масс, эффективная масса в $0\nu\beta\beta$ и эффективность генерации барионной асимметрии в некоторых моделях лептогенеза.

Открытым остается вопрос о природе нейтрино как Дираковской или Майорановской частицы. На майорановской природе основываются многие модели генерации масс, в том числе и Seesaw-механизм. Доказательством эквивалентности ν и $\bar{\nu}$ будет являться обнаружение безнейтринного двойного

β -распада. В таком случае будет нарушаться лептонное число, бывшее фундаментальной симметрией Стандартной модели.

4.2 Планирующиеся эксперименты

В обозримом будущем планируется строительство двух длиннобазовых ускорительных установок - DUNE и Hyper-Kamiokande. В эксперименте DUNE ожидают точно установить величину фазу CP-нарушения и иерархию масс. Размер базы будет больше чем у предыдущих экспериментов, что позволит уменьшить погрешности. Hyper-Kamiokande планируется как прямой преемник Super-Kamiokande со значительно увеличенным объемом, что позволит уточнить фазу и подробнее изучить атмосферные и астрофизические нейтрино. Также, Hyper-Kamiokande будет использоваться как нейтринная обсерватория. Предполагается строительство гибридного детектора THEIA, сочетающего принципы работы сцинтиляционного детектора и детектора на черенковском излучении. Это позволит фиксировать нейтрино в широком спектре энергий.

Эксперименты по обнаружению $0\nu\beta\beta$ продолжают. Для этих целей расширяют уже имеющиеся проекты. Планируется запуск NEXO с активной массой в 5 тонн обогащенного ксенона и LEGEND рассчитываемый на 1 тонну германия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были рассмотрены основные физические аспекты нейтринных осцилляций в вакууме и веществе, а также современные эксперименты, нацеленные на определение параметров осцилляций. Нейтринные осцилляции являются первым надежным подтверждением физики, не описываемой в рамках минимальной Стандартной модели.

Осцилляции возможны при ненулевой разности квадратов масс и наличии смешивания ароматовых и массовых состояний. Большая часть этих параметров известна с хорошей точностью. Современные эксперименты нацелены в первую очередь на уточнение уже имеющихся данных и выяснение δ_{CP} , абсолютных значений масс, их иерархии и природы нейтрино как майорановской или дираковской частицы. Исследования в этих областях представляют интерес, поскольку могут пролить свет на фундаментальные вопросы физики частиц вроде проблемы барионной асимметрии вселенной и выхода за пределы Стандартной модели.

Литература

- [1] С. М. Биленький, *Введение в физику массивных нейтрино*, М.: Физматлит, 2010.
- [2] В. А. Наумов, *Введение в физику нейтрино*, М.: Наука, 2006.
- [3] I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, T. Schwetz, A. Zhou, *The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations*, JHEP 09 (2020) 178; обновления 2022–2024, arXiv:2007.14792.
- [4] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01.
- [5] *Ядерная физика в Интернете*, НИИЯФ МГУ, <http://nuclphys.sinp.msu.ru>