

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Миннахметов Роман Айдарович

Современные исследования реакторных
нейтрино

Кафедра физики элементарных частиц

КУРСОВАЯ РАБОТА 2 КУРСА

Научный руководитель:

к. ф.-м. н.

Гончар Максим Олегович

Москва - 2025

Содержание

1	Введение	2
2	Теоретическая часть	3
2.1	Нейтрино в рамках стандартной модели	3
2.2	Реакторные нейтрино	3
2.3	Осцилляции нейтрино	5
2.4	Daya Bay	8
2.4.1	Цель эксперимента	8
2.4.2	Конструкция детектора	9
2.5	JUNO	10
2.5.1	Цель эксперимента	10
2.5.2	Конструкция детектора	11
3	Практическая часть	12
3.1	Реализация сечения обратного бета распада	12
3.2	Реализация в Python	14
3.3	Анализ результатов	15
4	Заключение	18
	Список литературы	19

1 Введение

В данной работе рассмотрены теоретические аспекты физики нейтрино и отдельно физики реакторных нейтрино, описаны эксперименты по их исследованию (Daya Bay и JUNO), описан и реализован код в Python для определения дифференциального сечения взаимодействия нейтрино при энергии порядка МэВ.

Актуальность данной работы состоит в том, что в данное время ставится много реальных экспериментов по изучению нейтрино, в том числе и реакторных. Быстро работающая программа — это необходимость, так как в реакторных экспериментах очень много факторов входит в расчёты. Поэтому работа является практически применимой во многих экспериментах.

Целью данной курсовой работы является исследование физики нейтрино, ознакомление с проектами по исследованию физики нейтрино: Daya Bay, JUNO; написание программы, реализующей дифференциальное сечение обратного бета-распада.

2 Теоретическая часть

2.1 Нейтрино в рамках стандартной модели

В рамках Стандартной Модели элементарных частиц нейтрино рассматриваются как нейтральные безмассовые фермионы. Нейтрино взаимодействуют с другими фермионами посредством слабых взаимодействий, то есть через передачу заряженного W^\pm бозона или нейтрального Z^0 .

Их различают по 3 ароматам: электронный (ν_e), мюонный (ν_μ), таонный (ν_τ), а также по 3 массовым состояниям: ν_1, ν_2, ν_3 . Каждое массовое состояние есть суперпозиция ароматовых состояний.

Существуют нейтрино от различных источников: естественные: солнечные, реликтовые, геонейтрино, нейтрино от вспышек сверхновых, атмосферные нейтрино, радиоактивный бета-распад; искусственные: ускорительные, реакторные. В данной работе рассмотрены реакторные нейтрино.

2.2 Реакторные нейтрино

Наиболее распространённым типом коммерческих ядерных реакторов в мире является реактор с водой под давлением. К данному типу, в частности, относится отечественный водо-водяной энергетический реактор.

Топливом для данных реакторов является уран-235, тепло от распада продуктов вынужденного деления которого используется для производства электроэнергии. Его часть примерно 5% по массе от всей топливной сборки, остальная часть это уран-238 и плутоний двух видов: 239, 241. В реакторе уран-235 делится на лёгкие изотопы, а уран-238 превращается в плутоний-239 и -241, что приводит к уменьшению содержания урана и накоплению плутония. Вклад других изотопов в деление составляет менее 0.2%. 99% электронных антинейтрино рождается при β -распаде продуктов деления и ядер, образующихся при захвате нейтронов.

Лишь 25% этих антинейтрино имеют энергию выше порога, необходимого для детектирования в реакции обратного β -распада — основной реакции детектирования электронного антинейтрино, при котором он взаимодействует с протоном, в результате чего рождается нейтрон и позитрон.

$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ — обратный бета-распад (ОБР)

Сечения квазиупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на нейтроне или протоне давно рассчитаны для приложений при высоких энергиях. Эталонными формулами для этих приложений являются уравнения, представленные в обзоре Ллевелина-Смита, регулярно используемые, при анализе атмосферных нейтрино.

Вогель и Биком отметили, что эффекты, подавляемые членом $((m_n - m_p)/E_\nu)$ в уравнении пренебрегаются, что является плохим приближением при низких энергиях порядка МэВ (например, реакторных). Так же они предложили свои уравнения 1 и 4 для первого порядка по $1/M$ (M — средняя масса нуклона), которые, пренебрегая эффектами, подавляемыми мощностями E_ν/m_p , обеспечивают простое и точное описание рассеяния нейтрино/нуклонов при низких энергиях.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\sigma_0}{2} \left[(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(1)} \cos\theta \right] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0}{2} \left[\frac{\Gamma}{M} \right] E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (1)$$

где:

σ_0 — постоянная, включающая энергетическую зависимость внутренних радиационных поправок 2;

$f = 1, g = 1.26$ — постоянные векторной и аксиально-векторной связи соответственно;

$E_e^{(0)}, E_e^{(1)}, p_e^{(0)}, p_e^{(1)}, v_e^{(0)}, v_e^{(1)}$ — энергии, импульсы и скорости электрона нулевого и первого порядка по $1/M$ 3 и 4;

Γ — коэффициент, который выражается через предыдущие параметры.

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi} (1 + \Delta_{inner}^R) \quad (2)$$

$$E_e^{(0)} = E_\nu - \Delta, \text{ где } \Delta = m_n - m_p \quad (3)$$

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left[1 - \frac{E_\nu}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos\theta) \right] - \frac{y^2}{M} \quad (4)$$

2.3 Осцилляции нейтрино

Гипотеза об осцилляциях нейтрино была выдвинута Бруно Понтекорво в 1957 году по аналогии с осцилляциями K^0 -мезонов. Он предположил, что нейтрино с массой могут менять аромат (например, электронное переходит в мюонное), что объяснило дефицит солнечных нейтрино и было подтверждено в 1990–2000 годах.

На основе уравнения Шрёдингера выведем параметры осцилляций. Данный плоско-волновой подход к выводу осцилляций нейтрино является иллюстративным, то есть служит для показа существования их.

Рассмотрим задачу о двух сортах нейтрино: ν_e, ν_μ . Для эффектов смешивания следует рассмотреть, как развиваются состояния в зависимости от времени. Эволюцию во времени определяет уравнение Шрёдингера

$$i \frac{d\Phi}{dt} = H\Phi. \quad (5)$$

Здесь H - энергия системы (точнее, оператор энергии). Для состояния с определенной энергией зависимость от времени прямо следует из (5):

$$|\nu(t)\rangle = e^{-iEt} |\nu(0)\rangle. \quad (6)$$

С этого места мы используем систему единиц $\hbar = c = 1$, которая обычно употребляется в физике элементарных частиц. Эта система удобна тем, что в ней имеется всего лишь одна размерная величина, например энергия. Одинаковые размерности с энергией имеют теперь импульс и масса, а координата x и время t имеют размерность обратной энергии. Применяя это соотношение к рассматриваемому нами случаю нейтрино, когда их массы много меньше импульса, получаем вместо (5):

$$i \frac{d}{dt} |\nu(t)\rangle = \left(p + \frac{M^2}{2p} \right) |\nu(t)\rangle. \quad (7)$$

Теперь мы предполагаем, что нейтрино мюонные и электронные могут переходить друг в друга, поэтому волновая функция есть смесь двух состояний

$$|\nu(t)\rangle = \psi_e(t) |\nu_e\rangle + \psi_\mu(t) |\nu_\mu\rangle \quad (8)$$

Исходя из (8) мы понимаем уравнение (7) как систему уравнений на функции $\psi_e(t)$, $\psi_\mu(t)$:

$$i \frac{d\psi_e(t)}{dt} = \left(p + \frac{m_e^2}{2p} \right) \psi_e(t) + \frac{\hat{H}}{4p} \psi_\mu(t) \quad (9)$$

$$i \frac{d\psi_\mu(t)}{dt} = \left(p + \frac{m_\mu^2}{2p} \right) \psi_\mu(t) + \frac{\hat{H}}{4p} \psi_e(t) \quad (10)$$

Для краткости обычно такую систему записывают в виде (7), но понимают тогда $\nu(t)$ как столбец из ψ_e, ψ_μ , а в скобках первый член пропорционален единичной матрице, в то время как величина M^2 становится некоторой (2×2) -матрицей с матричными элементами, которые легко получить из системы (10). Здесь очень важна величина \hat{H} , отличие которой от нуля и приводит к эффектам смешивания. Если ее нет, система распадается на два независимых уравнения и нейтрино, электронное и мюонное, отдельно существуют со своими собственными массами.

Итак, $\hat{H} \neq 0$. Тогда будем искать решения системы (10) в виде комбинаций

$$\begin{aligned} \nu_1(t) &= \cos \theta \nu_e(t) + \sin \theta \nu_\mu(t), \\ \nu_2(t) &= -\sin \theta \nu_e(t) + \cos \theta \nu_\mu(t). \end{aligned} \quad (11)$$

которые имеют определенную частоту, то есть имеют вид (6). Для дальнейшего важно отметить, что при малых $\theta \approx 0$ ν_1 является почти чистым электронным нейтрино, а при $\theta \approx \pi/2$ - почти полностью мюонным. Складывая первое из уравнений (10), помноженное на $\cos \theta$, со вторым, помноженным на $\sin \theta$, получаем условие того, что в левой части также содержится только ν_1 :

$$\frac{(2p^2 + m_e^2) \cos \theta + \frac{\hat{H}}{2} \sin \theta}{\frac{\hat{H}}{2} \cos \theta + (2p^2 + m_\mu^2) \sin \theta} = \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \quad (12)$$

Отсюда имеем определение угла θ , который называется углом смешивания:

$$\sin 2\theta = \frac{\hat{H}}{\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} \quad (13)$$

Случай $m_e = m_\mu$, то есть $\theta = \pi/4$, соответствует максимальному смешиванию и реализуется почти точно для системы нейтральных К-мезонов. Состояния (11) имеют определенные массы, которые мы получаем из системы (10):

$$\begin{aligned} m_1^2 &= \frac{m_e^2 + m_\mu^2}{2} + \frac{(m_e^2 - m_\mu^2)^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} + \frac{\hat{H}^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} \\ m_2^2 &= \frac{m_e^2 + m_\mu^2}{2} - \frac{(m_e^2 - m_\mu^2)^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} - \frac{\hat{H}^2}{2\sqrt{(m_e^2 - m_\mu^2)^2 + \hat{H}^2}} \end{aligned} \quad (14)$$

Знаки в (14) соответствуют случаю $m_\mu > m_e$. Из (14) мы видим, что при нулевом смешивании $\hat{H} = 0$ получаем $m_1 = m_e$, $m_2 = m_\mu$. В присутствии смешивания происходит сдвиг масс. Если считать \hat{H} очень малым, то

$$\begin{aligned} m_1^2 &= m_e^2 + \frac{\hat{H}^2}{4(m_\mu^2 - m_e^2)}, \\ m_2^2 &= m_\mu^2 - \frac{\hat{H}^2}{4(m_\mu^2 - m_e^2)}. \end{aligned} \quad (15)$$

Этим соотношением нельзя пользоваться при равенстве масс, в последнем случае нужно применять точные формулы (14). Важно подчеркнуть, что именно состояния ν_1 и ν_2 имеют определенные массы и зависят от времени по закону

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-itE_j} |\nu_j\rangle, \quad E_j = k + \frac{m_j^2}{2k}, \quad j = 1, 2. \quad (16)$$

Определяющими параметрами осцилляций нейтрино являются углы смешивания θ_{ij} 17, разность или расщепление масс Δm_{ij} 18, а также CP-фаза δ_{CP} . Они определяют вероятность происхождения осцилляций.

Углы смешивания нейтрино:

$$\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13} \text{ — связывают массовые состояния } (\nu_1, \nu_2, \nu_3) \text{ с флейворными состояниями } (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau). \quad (17)$$

Квадраты разностей масс нейтрино: $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2, \Delta m_{32}^2$

где:

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &\equiv m_2^2 - m_1^2 \\ \Delta m_{31}^2 &\equiv m_3^2 - m_1^2 \\ \Delta m_{32}^2 &\equiv m_3^2 - m_2^2 \end{aligned} \quad (18)$$

При нахождении параметров осцилляций измеряется не сам переход, а вероятность выживания, например, электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Обратный бета-распад имеет низшую пороговую энергию реакции (меньше, чем в реакциях с мюонными и таонными нейтрино). На примере этого измеряются осцилляции на реакторе Дая Бэй.

$$P_{ee} = 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} - \sin^2 2\theta_{13} (\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{32}) \text{ — вероятность выживания электронных нейтрино} \quad (19)$$

в вакууме

где: $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E_\nu$, L — расстояние, пройденное частицей, E_ν — её энергия.

2.4 Daya Bay

2.4.1 Цель эксперимента

Эксперимент Daya Bay был предложен в начале 2000-х для измерения амплитуды осцилляций нейтрино с чувствительностью к $\sin^2 2\theta_{13}$ вплоть до 0.01. На тот момент основные источники систематических неопределённостей и требования к эксперименту, необходимые для достижения подобной точности были хорошо исследованы.

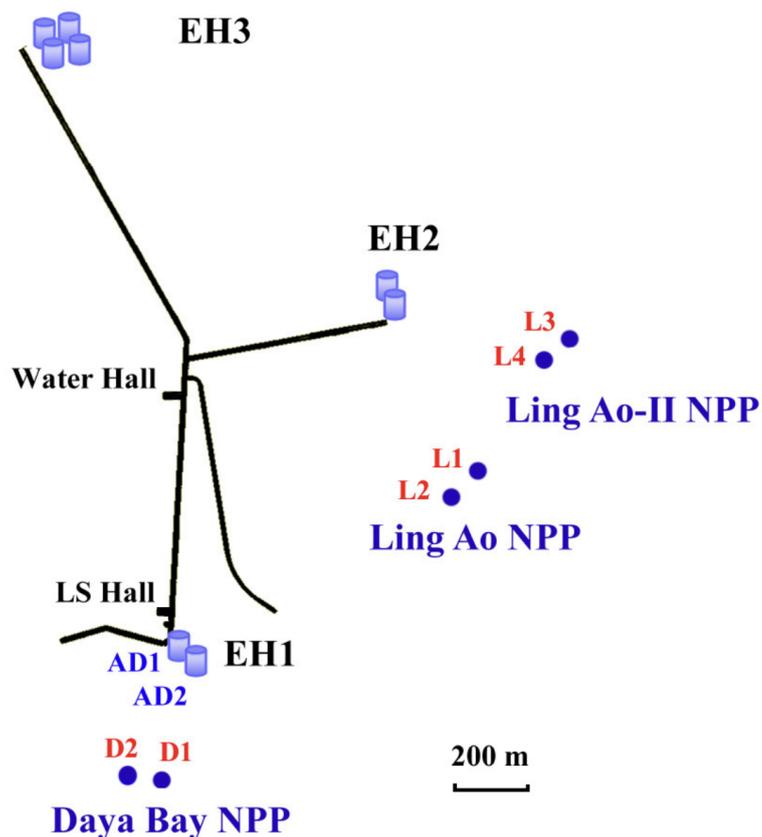


Рис. 1: Схема расположения детекторов и реакторов Daya Bay

2.4.2 Конструкция детектора

Детекторы расположены на трёх подземных площадках: EH1 и EH2 — ближние, находятся рядом с АЭС и измеряют исходный поток и спектр антинейтрино. Осцилляции здесь почти не влияют на сигнал. EH3 — дальний, расположена в 1.5–2 км от реакторов. Это расстояние соответствует максимальному исчезновению антинейтрино из-за осцилляций. Экспериментальные помещения находятся под землёй, что позволяет достичь хорошего подавления потока космогенных мюонов, а также связанного с ними фона.

Детектор антинейтрино эксперимента Daya Bay состоит из трёх concentric цилиндрических цилиндров.

Внутренний акриловый цилиндр IAV (высота 3 м, диаметр 3 м, толщина стенок 10 мм) содержит 20 тонн жидкого сцинтиллятора с добавлением 0.1% гадолиния, обеспечивающего захват нейтронов с сечением $7.163 \cdot 10^{28}$ атомов водорода на тонну. К тому же при реакции в гадолинии рождается гамма-квант с высокой энергией. Следовательно, спектр энергий радиоактивного фона падает.

Средний слой — акриловый цилиндр OAV (4 м, толщина стенок 18 мм)

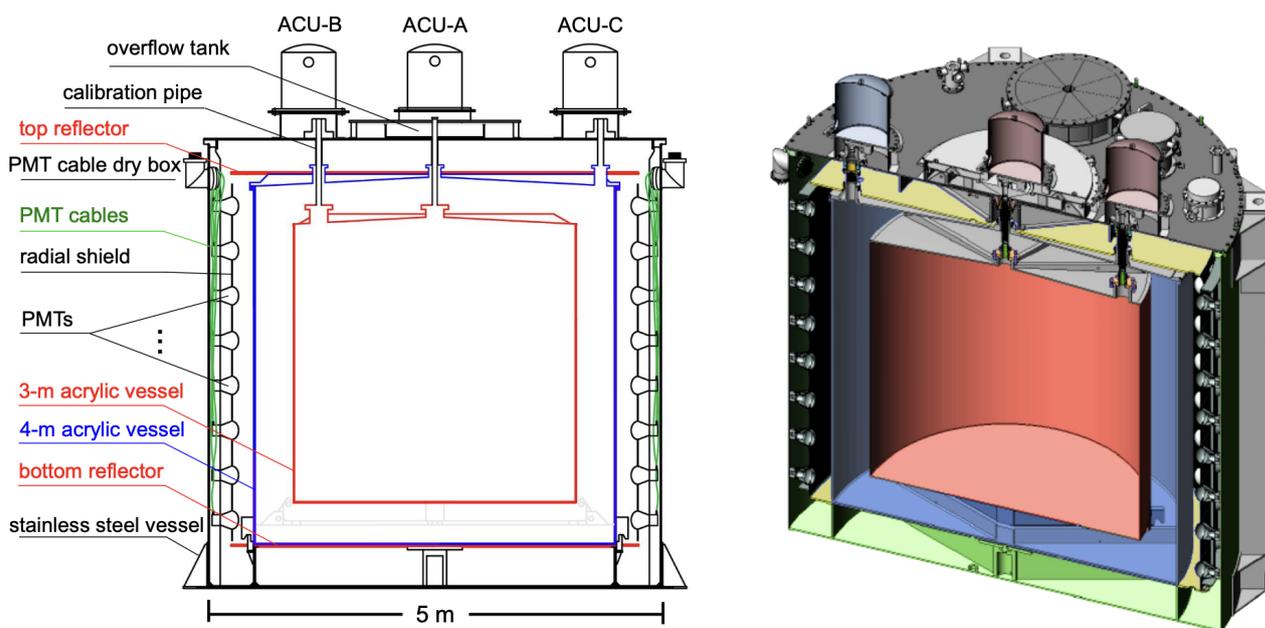


Рис. 2: Схема детектора Daya Bay

с 20 тоннами сцинтиллятора без гадолиния, выполняющий функции улавливания гамма-квантов. Сверху и снизу OAV установлены отражающие диски диаметром 4.5 м.

Данные слои реагируют на рождение позитрона. Он аннигилирует в сцинтилляторе, порождая 2 гамма-кванта с энергиями равными его массе.

Внешний стальной цилиндр SSV содержит 37 тонн минерального масла и 192 ФЭУ Hamamatsu R5912 (8 дюймов) со светосбором ~ 162 фотоэлектрона/МэВ, обеспечивает защиту от фона и регистрацию сигналов. Сцинтиллятор на основе LAB содержит 3 г/л PPO и 15 мг/л bis-MSB. Хранение осуществлялось: 200 тонн обычного жидкого сцинтиллятора в общем бассейне и 200 тонн гадолиниевого жидкого сцинтиллятора в пяти контейнерах по 40 тонн с индивидуальной циркуляцией.

2.5 JUNO

2.5.1 Цель эксперимента

Основная цель эксперимента JUNO — определение иерархии масс нейтрино и точные измерения матрицы смешивания нейтрино и квадратов разностей масс. Определение иерархии масс нейтрино может быть выполнено путём точного измерения энергетического спектра электронных антинейтрино от реактора на расстоянии 53 км от реакторов.

Ожидаемые результаты эксперимента JUNO включают:

1. Измерение иерархии масс нейтрино,
2. Точное измерение (с точностью, сравнимой с кварковым сектором) матрицы смешивания нейтрино и квадратов разностей масс Δm_{ij}^2 ,
3. Возможную регистрацию нейтрино от сверхновых,
4. Детектирование геонейтрино,
5. Обнаружение диффузных нейтрино от сверхновых,
6. Регистрацию солнечных нейтрино,
7. Детектирование атмосферных нейтрино,
8. Поиск распада протона,
9. Поиск стерильных нейтрино,
10. Косвенный поиск тёмной материи.

2.5.2 Конструкция детектора

Целевой объём содержит 20 килотонн жидкого сцинтиллятора (ЖС), состоящего по массе из $\sim 88\%$ углерода и $\sim 12\%$ водорода, размещённого в акриловой сфере толщиной 12 см с внутренним диаметром 35.4 м.

Система регистрации включает: 17612 крупных ФЭУ диаметром 20 дюймов с высокой квантовой эффективностью, 25600 малых ФЭУ диаметром 3 дюйма. Общее покрытие фотокатода составляет 78%.

Пространство между акриловой сферой и ФЭУ заполнено сверхчистой водой (толщиной ~ 1.5 м) в качестве буфера. Центральный детектор окружён черенковским детектором на сверхчистой воде (минимальная толщина 2.5 м), выполняющим функции: активной защиты от космических мюонов, пассивной защиты от внешней радиоактивности и нейтронов космического излучения.

JUNO регистрирует реакторные антинейтрино через реакцию обратного бета-распада (ОБР) на протонах ЖС.

В обоих экспериментах регистрация сигнала происходит так:

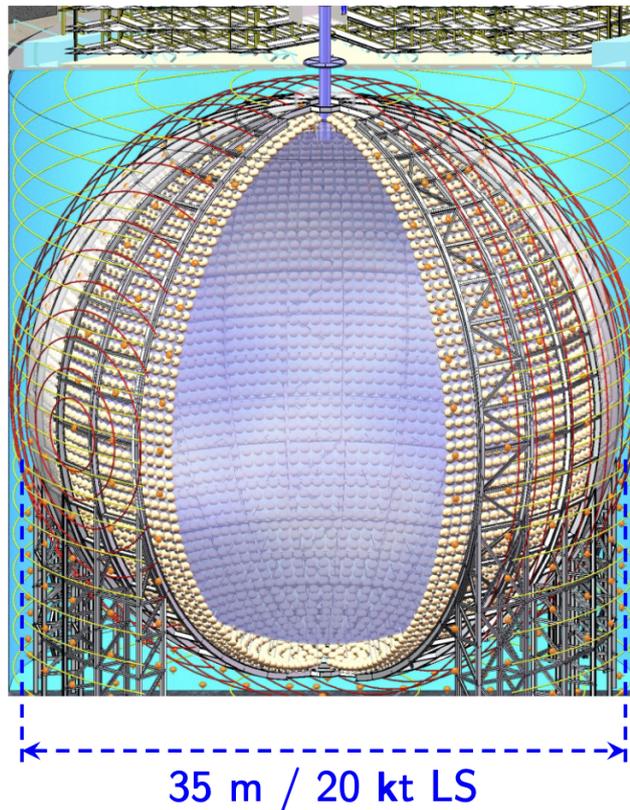


Рис. 3: Схема детектора JUNO

Позитрон быстро теряет кинетическую энергию в ЖС и аннигилирует в два гамма-кванта по 0.511 МэВ, создавая: Мгновенный сигнал: сцинтилляционные и черенковские фотоны, регистрируемые ФЭУ (временной масштаб \sim наносекунды). Светосбор от позитрона пропорционален его энергии, а его энергия напрямую связана с энергией нейтрино. Запаздывающий сигнал: захват нейтрона ядром водорода (99%, 2.22 МэВ) или углерода (1%, 4.95 МэВ) со средним временем \sim 200 мкс. В Daya Bay захват нейтрона происходит в основном на гадолинии, за счёт большего сечения реакции.

3 Практическая часть

3.1 Реализация сечения обратного бета распада

В данной работе на основе расчётов Струмиа-Виссани построена программа для расчёта сечения реакции обратного бета-распада. Сравним полученные результаты с расчётами Вогеля-Бикома.

Дифференциальное сечение на уровне дерева в слабых взаимодействиях,

усредненное по начальным (конечным) поляризациям, составляет:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{2\pi(s - m_p^2)^2} |\mathcal{M}|^2, \quad (20)$$

где $G_F = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ — Ферми-связь, $\cos \theta_C = 0.9746 \pm 0.0008$ — косинус Кабиббо.

Далее в работе будут использоваться обозначения:

$$M = \frac{m_p + m_n}{2} \text{ — масса нуклона}$$

$$\Delta = m_n - m_p \text{ — разность масс нуклонов}$$

Матрица \mathcal{M} имеет известную ток-ток структуру. Используем формулу:

$$|\mathcal{M}|^2 = A(t) - (s - u)B(t) + (s - u)^2 C(t), \quad (21)$$

где $s = (p_\nu + p_p)^2$, $t = (p_\nu - p_e)^2$, $u = (p_\nu - p_n)^2$.

А коэффициенты A , B и C получены так:

$$16A = (t - m_e^2) \left[4|f_1^2| (4M^2 + t + m_e^2) + 4|g_1^2| (-4M^2 + t + m_e^2) \right. \\ \left. + |f_2^2| \left(\frac{t^2}{M^2} + 4t + 4m_e^2 \right) + \frac{4m_e^2 t |g_2^2|}{M^2} + 8 \text{Re}[f_1^* f_2] (2t + m_e^2) + \right. \\ \left. 16m_e^2 \text{Re}[g_1^* g_2] \right] - \Delta^2 \left[\left(4|f_1^2| + t \frac{|f_2^2|}{M^2} \right) (4M^2 + t - m_e^2) \right. \\ \left. + 4|g_1^2| (4M^2 - t + m_e^2) + \frac{4m_e^2 |g_2^2| (t - m_e^2)}{M^2} + 8 \text{Re}[f_1^* f_2] (2t - m_e^2) \right. \\ \left. + 16m_e^2 \text{Re}[g_1^* g_2] \right] - 32m_e^2 M \Delta \text{Re}[g_1^* (f_1 + f_2)], \quad (22)$$

$$16B = 16t \text{Re}[g_1^* (f_1 + f_2)] + \frac{4m_e^2 \Delta (|f_2|^2 + \text{Re}[f_1^* f_2 + 2g_1^* g_2])}{M}, \quad (23)$$

$$16C = 4(|f_1|^2 + |g_1|^2) - t \frac{|f_2|^2}{M^2}. \quad (24)$$

Форм-факторы:

$$\{f_1, f_2\} = \frac{\{1 - (1 + \xi)t/4M^2, \xi\}}{(1 - t/4M^2)(1 - t/M_V^2)^2}, \quad g_1 = \frac{g_1(0)}{(1 - t/M_A^2)^2}, \quad g_2 = \frac{2M^2 g_1}{m_\pi^2 - t}.$$

Параметры: $g_1(0) = -1.270 \pm 0.003$, $M_V^2 = 0.71 \text{ ГэВ}^2$, $M_A^2 \approx 1 \text{ ГэВ}^2$, $\xi = \kappa_p - \kappa_n = 3.706$

Решая систему, приходим к соотношению между переменными:

$$s - m_p^2 = 2m_p E_\nu, \quad s - u = 2m_p(E_\nu + E_e) - m_e^2, \quad t = m_n^2 - m_p^2 - 2m_p(E_\nu - E_e).$$

Расчёты в статье показывают, что выражение для дифференциального сечения взаимодействия по энергиям выглядит так:

$$\frac{d\sigma}{dE_e}(E_\nu, E_e) = 2m_p \frac{d\sigma}{dt} \quad \text{при } E_\nu \geq E_{\text{порог}} \equiv \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p}. \quad (25)$$

Получаем дифференциальное сечение по углу:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta}(E_\nu, \cos \theta) = \frac{p_e \varepsilon}{1 + \varepsilon(1 - (E_e/p_e) \cos \theta)} \frac{d\sigma}{dE_e}, \quad (26)$$

где

$$E_e = \frac{(E_\nu - \delta)(1 + \varepsilon) + \varepsilon \cos \theta \sqrt{(E_\nu - \delta)^2 - m_e^2 \kappa}}{\kappa},$$

$$\kappa = (1 + \varepsilon)^2 - (\varepsilon \cos \theta)^2, \quad \varepsilon = \frac{E_\nu}{m_p}$$

Но в данном случае не учтены внутренние радиационные поправки, которые выражаются так:

$$d\sigma(E_\nu, E_e) = \frac{\alpha}{\pi} (2 \log(\frac{M_Z}{m_p}) + 0.55)$$

3.2 Реализация в Python

Данный код используется в проекте dag-flow, для анализа нейтринных осцилляций. Так как скорость работы программы и количество используемой памяти — необходимые качества для проведения расчётов в эксперименте, используются несколько особенностей:

1. Проект на питоне, но вычислительно затратные узлы компилируются numba;
2. Используется кеширование результатов и ленивые вычисления;
3. Узлы делают вычисления сразу над массивами, чтобы уменьшить число вызовов из питона.

3.3 Анализ результатов

Используя численное интегрирование, получим зависимость полного сечения реакции от энергии нейтрино. Сравним расчёты Струмиа-Виссани с расчётами Вогеля-Бикома.

Делается именно данное сравнение, так сечение Вогеля-Бикома используется в больших проектах достаточно давно, и хорошо себя зарекомендовала. Сечение, полученное Струмиа и Виссани является уточнением предыдущего.

Рассмотрим дифференциальные сечения для разных углов.

Как видно по построенным зависимостям 4 и 5, различия имеются, но весьма малые ($< 1\%$). В целом, в этом нет ничего удивительного, ведь расчёты Струмиа и Виссани делались на основе расчётов Вогеля и Бикома, но имеет ряд уточнений. В используемой нами формулой не пренебрегается членом E_ν/m_p , который у второго не учтён.

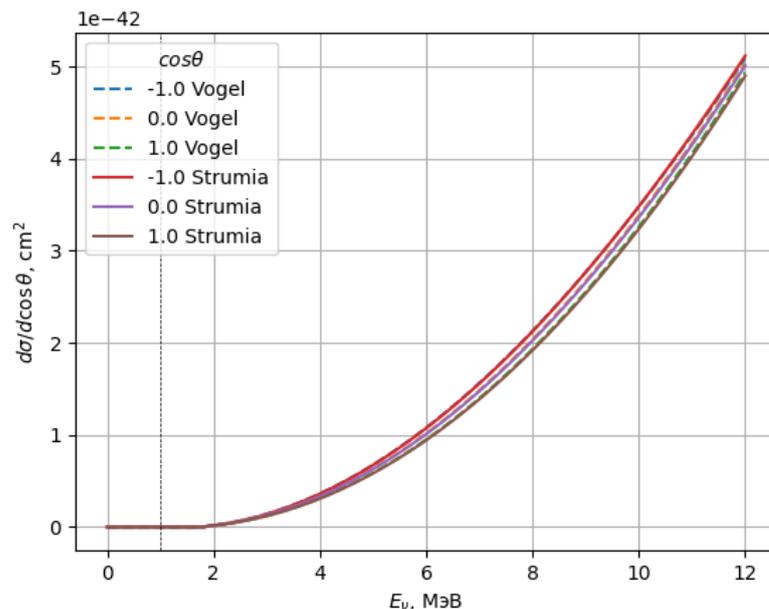


Рис. 4: Зависимость сечения $d\sigma/d\cos\theta$ от энергии нейтрино E_ν

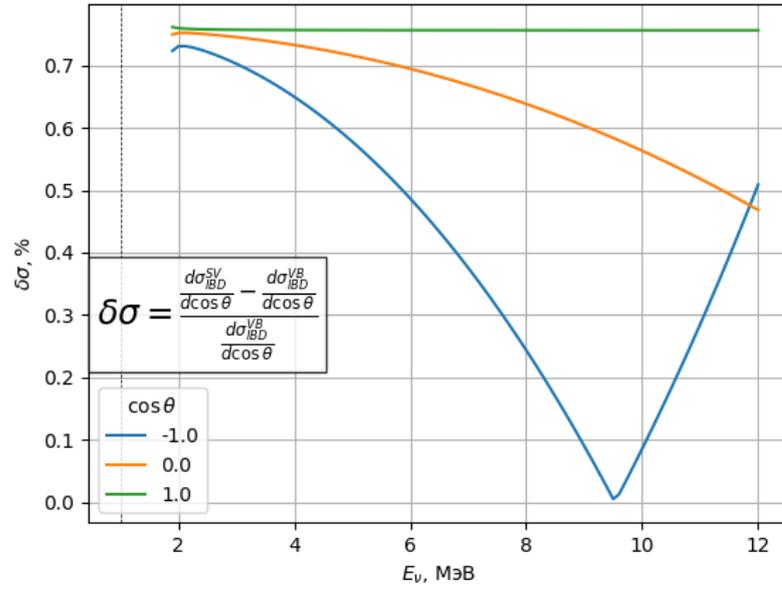


Рис. 5: Зависимость $\delta\sigma$ от E_ν

Аналогичные рассуждения можно провести, анализируя зависимость полного сечения взаимодействия от энергий 6 и 7.

Обратим внимание, что с ростом энергии нейтрино, разность между этими зависимостями уменьшается. Это происходит, из-за того что с ростом энергии обе эти зависимости должны асимптотически стремиться к зависимости Ллевелина-Смита.

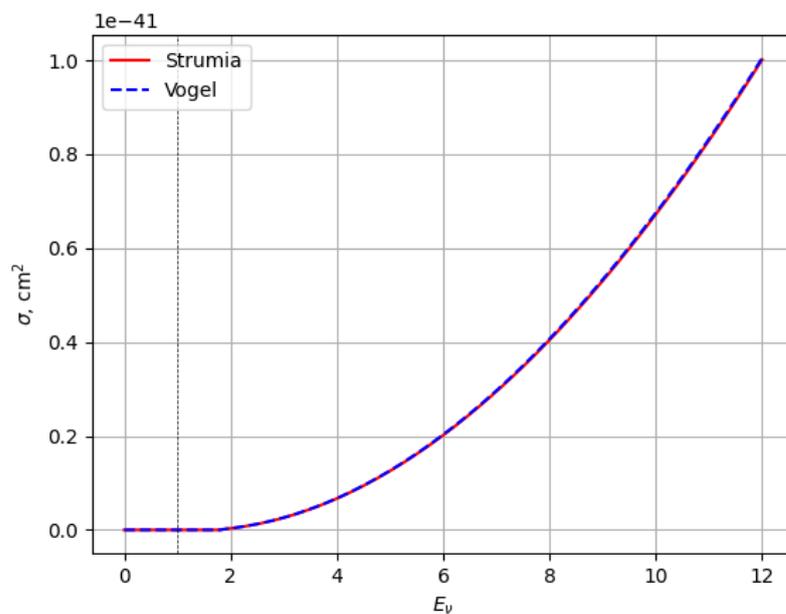


Рис. 6: Зависимость сечения σ от энергии нейтрино E_ν

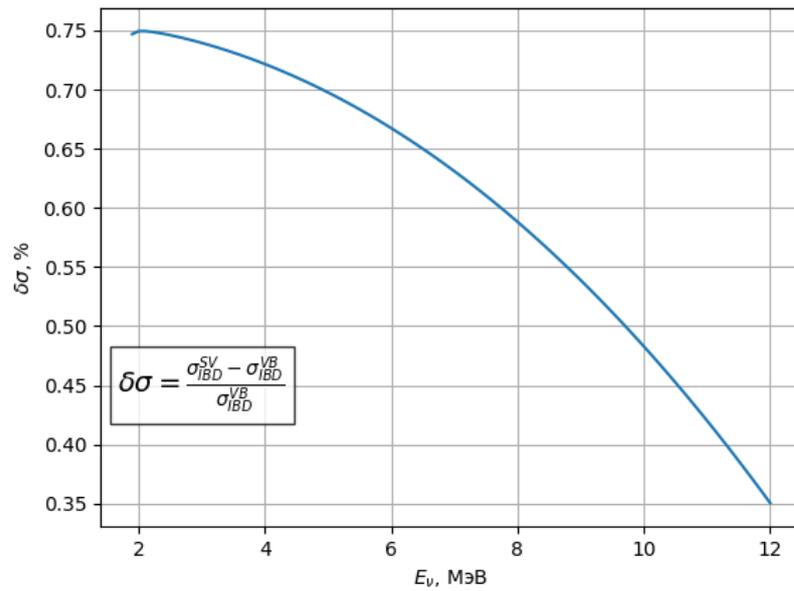


Рис. 7: Зависимость $\delta\sigma$ от E_ν

4 Заключение

Результатами данной работы стало: исследование физики нейтрино, ознакомление с некоторыми проектами по исследованию физики нейтрино, написание программы, реализующей дифференциальное сечение обратного бета-распада.

Полученные результаты можно использовать для расчётов реальных экспериментов. Из полученных графиков, видно, что реализация кода соответствует используемым расчётам в реальных экспериментах.

Список литературы

- [1] М. О. Гончар. Измерение угла смешивания θ_{13} и расщепления масс нейтрино Δm_{32}^2 в эксперименте Daya Bay. (2017)
- [2] Л.Д. Колупаева, М.О. Гончар, А.Г. Ольшевский. Осцилляции нейтрино: статус и перспективы определения порядка нейтринных масс и фазы нарушения лептонной CP-инвариантности. (2023)
- [3] Н. Машутиков. Осцилляции нейтрино. URL: http://nuclphys.sinp.msu.ru/neutrino/newtrino_s/nosc.htm
- [4] A. Strumia, F. Vissani. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. (2003)
- [5] P. Vogel, J. F. Beacom. The angular distribution of the reaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. (1999)
- [6] Zhao XIN. Self-consistent radiative corrections for the reactor IBD cross section. (2021)
- [7] Maxim Gonchar. The JUNO experiment. — Dzhelapov Laboratory for Nuclear Problems, JINR — 24 января 2025
- [8] Angel Abusleme, Thomas Adam, Shakeel Ahmad. Potential to identify neutrino mass ordering with reactor antineutrinos at JUNO. (2025)