

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«Определение направления прилета антинейтрино от реактора
— модель и анализ данных эксперимента Daya Bay»**

Выполнил студент
209м академической группы
Стриж Михаил Александрович

(подпись студента)

Научный руководитель
зам. дир. ЛЯП ОИЯИ, д.ф.-м.н.
Наумов Дмитрий Вадимович

(подпись научного руководителя)

Допущен к защите
Зав.кафедрой
профессор, д.ф.-м.н.

Матвеев Виктор Анатольевич

(подпись зав.кафедрой)

Москва
2021

Содержание

Введение	3
I Обзор литературы	5
1 Введение	5
2 Обратный бета-распад	7
2.1 Сечение реакции обратного бета-распада	7
2.2 Время жизни нейтрона	9
3 Электронные антинейтрино от ядерного реактора	10
3.1 Источники антинейтрино	10
3.2 Отработавшее ядерное топливо	10
II Эксперимент Daya Bay	13
4 Описание установки	13
4.1 Введение	13
4.2 Реакторы в Daya Bay	14
4.3 Детектор антинейтрино	15
4.4 Калибровочная система	16
4.5 Система мюонного вето	18
4.6 Триггерная система	19
5 Антинейтринный сигнал и оценка фона	20
5.1 Отбор событий	20
5.2 Продукты распада	21
5.3 Фон	23
III Реконструкция направления	26
6 Представление и анализ результатов	26
6.1 Программное обеспечение для анализа данных по реконструкции эксперимента Daya Bay	26
6.2 Учет системы координат	26
6.3 Основной метод	28
6.4 Фитирование данных	35

IV	Блуждание нейтрона	39
7	Представление и анализ результатов	39
7.1	Введение	39
7.2	Учёт моделирования	39
7.3	Программное обеспечение для анализа симулированных данных эксперимента Daya Bay	42
V	Теоретическое описание	43
8	Реакторная модель	43
8.1	Проекция углов вылета нейтрона на плоскость XY	43
8.2	Предсказание числа событий	46
	Дальнейшие задачи	48
	Заключение	49
	Список использованных обозначений и сокращений	51
	Список литературы	54

Введение

Актуальность работы

Прецизионное измерение свойств нейтрино и его взаимодействий — предмет исследования в экспериментах с различными источниками нейтрино. Реакторные антинейтрино играют в этих исследованиях важную роль. Например, в эксперименте с реакторными антинейтрино Daya Bay было обнаружено ненулевое значение угла смешивания между первым и третьим поколениями нейтрино, подтвержденное в ряде других экспериментов. Это открытие было отмечено престижной премией "Прорыв в фундаментальной физике 2016 года".

Сигнатура взаимодействия антинейтрино в детекторе всегда может быть имитирована другими физическими процессами, такими как радиоактивные распады ядер. Полезной независимой проверкой правильности работы процедур отбора сигнальных событий от взаимодействий антинейтрино и подавления фоновых событий является наблюдение корреляции скорости счета событий, кандидатов во взаимодействия антинейтрино, с мощностью реакторов. Такая корреляция была многократно продемонстрирована во многих экспериментах.

Еще одной переменной по которой следует ожидать корреляции, является направление прилета антинейтрино в детекторе. Действительно, вычисления в рамках электрослабой теории предсказывают, что позитрон в реакции обратного бета распада (электронное антинейтрино + протон превращаются в позитрон + нейтрон), будет в среднем вылетать в сторону, обратную направлению импульса антинейтрино. В среднем, косинус угла между направлением вылета позитрона и направлением прилета нейтрино предсказывается равным -0.03 . Такую корреляцию обнаружить непросто. В экспериментах KamLAND [1] и Double Chooz [2] были получены первые обещающие оценки такой корреляции.

Цель работы

Исследование чувствительности эксперимента Daya Bay к восстановлению направления прилета антинейтрино (в эксперименте накоплена рекордная статистика взаимодействий антинейтрино, превышающая два миллиона событий). Построение теоретической модели. Изучение влияния эффектов моделирования на реконструкцию.

Практическая значимость

Практическая важность такого исследования заключается в новом независимом методе выделения взаимодействий антинейтрино от заданного источника от других событий. Например, этот метод может стать очень важным для выделения событий взаимодействия геонейтрино в экспериментах JUNO, RENO-50. Также этот метод может быть полезен для выделения сигнала от взрыва сверхновой.

Часть I

Обзор литературы

1 Введение

Нейтрино — нейтральные фундаментальные частицы, относящиеся к классу лептонов и участвующие только в слабом и гравитационном взаимодействиях.

Первые предположения о существовании нейтрино были сделаны в 1930 году, когда ядерная физика столкнулась с проблемой возможного невыполнения закона сохранения энергии — спектр электронов, образующихся при β -распаде, измеренный английским физиком Джеймсом Чедвиком ещё в 1914 году, имеет непрерывный характер, то есть из ядра вылетают электроны самых различных энергий. Однако из квантовой механики уже было известно, что энергия вылетающих частиц должна быть равна разнице энергий начального и конечного уровней ядер. Другими словами, спектр вылетающих при распаде ядра частиц должен быть дискретным. Спектры α -распада и γ -излучения действительно таковыми и являлись. Таким образом, непрерывность спектра электронов β -распада ставила под сомнение закон сохранения энергии. Вопрос стоял настолько остро, что в 1931 году знаменитый датский физик Нильс Бор выступил с идеей о несохранении энергии. Тогда Вольфганг Паули выдвинул гипотезу о том, что непрерывный характер спектра электронов связан с тем, что "потерянную" энергию уносит какая-то незаметная нейтральная частица с очень маленькой массой, которую швейцарский ученый назвал "нейтроном". Позже, в 1932 году, "нейтроном" была названа другая элементарная частица, входящая в состав атомного ядра, обнаруженная всё тем же Джеймсом Чедвиком, а предсказанная Паули частица была переименована итальянским физиком Энрико Ферми в нейтрино (уменьшительное от нейтрон) в 1934 году.

Сечение взаимодействия нейтрино с веществом очень мало, в связи с чем их регистрация является весьма затруднительной. Впервые осуществить этот процесс удалось в 1956 году для электронных антинейтрино двум американским физикам Фредерику Райнесу и Клайду Коуэну благодаря реакции обратного бета-распада (ОБР) в жидком сцинтилляторе (ЖС) с растворенными солями кадмия [3]. Продукты реакции — позитрон и нейтрон обладают специфической временной "меткой" в детекторе. Позитрон, потеряв кинетическую энергию на ионизацию, аннигилирует с электроном среды, порождая два γ -кванта с энергией 511 кэВ каждый, что дает узкую во времени вспышку сцинтилляции, детектируемую фотоумножителями (ФЭУ). Термализовавшийся за счет соударений с ядрами среды

нейтрон захватывается протоном или ядром кадмия, при этом испускается некоторое количество γ -квантов с энергией в несколько МэВ. В результате через характерное время порядка 100 микросекунд развивается еще одна вспышка сцинтилляции, детектируемая ФЭУ. За экспериментальное обнаружение антинейтрино Райнес получил Нобелевскую премию в 1995 году (Коуэн до вручения премии не дожил), а примененный ими метод детектирования реакторных антинейтрино стал стандартным методом регистрации антинейтрино от реактора.

В 1962 году Л. Ледерман, М. Шварц и Дж. Штейнбергер в ускорительном эксперименте доказали существование еще одного типа этой частицы — мюонного нейтрино. Существование этого типа нейтрино было предсказано в 1942 году в "теории двух мезонов" японских физиков Сакаты и Иноуэ. В то время заряженная частица, обнаруженная в компонентах космических лучей, была ошибочно принята за мезон Юкавы (π^\pm). Неправильная интерпретация привела к загадкам в обнаруженной частице космических лучей. Саката и Иноуэ решили эту проблему, идентифицировав частицу космических лучей как дочерний заряженный фермион, образующийся в π^\pm распаде. Также был введен новый нейтральный фермион, позволяющий π^\pm распадаются на фермионы (и этот нейтральный фермион — мюонное нейтрино). Теперь мы знаем, что эти заряженные и нейтральные фермионы соответствуют лептонам второго поколения μ и ν_μ . Ледерман, Шварц и Штейнбергер обнаружили мюонное нейтрино в эксперименте с распадом пиона $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$, за что впоследствии были награждены нобелевской премией.

Третий тип — тау-нейтрино — был экспериментально открыт в 2000 году в эксперименте DONUT¹ в распаде D_s мезонов.

¹DONUT [4] — англ. Direct Observation of the Nu Tau.

2 Обратный бета-распад

2.1 Сечение реакции обратного бета-распада

Реакция обратного бета-распада



диаграмма которого представлена на рисунке 1, является основной для детектирования электронного антинейтрино. Это связано в первую очередь с тем, что она имеет наибольшее сечение реакции, которое впервые было получено в 1972 году для высоких энергий. В настоящее время для реакции ОБР существуют расчеты сечения для широкого энергетического диапазона.

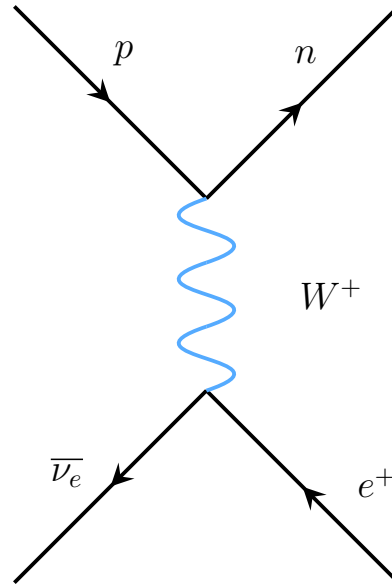


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана обратного бета-распада.

Реакция ОБР имеет пороговый характер и возможна при энергии электронных антинейтрино более 1.804 МэВ. Это значение энергии легко получить из следующих соображений. В нулевом приближении разложения сечения по массе протона $1/M_p$, энергия позитрона не зависит от угла вылета и равна:

$$E_e^{(0)} = E_\nu - \Delta, \quad \text{где } \Delta = M_n - M_p. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что порог реакции E_{min} :

$$E_{min} = M_n - M_p + M_e = 939.565 - 938.272 + 0.511 = 1.804 \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Более точный расчет дает значение пороговой энергии антинейтрино 1.806 МэВ в лабораторной системе [5].

Дифференциальное сечение реакции обратного бета-распада в нулевом порядке записывается следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\sigma_0}{2} [(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(0)} \cos\theta] E_p^{(0)} p_e^{(0)}, \quad (4)$$

где $f = 1$ и $g = 1.26$ — векторная и аксиальная константы связи, p_e , E_e , v_e — модуль импульса, энергия и скорость позитрона, $\cos\theta$ — угол между импульсами нейтрино и позитрона, σ_0 — не зависящая от энергии антинейтрино нормировочная постоянная, включающая внутренние радиационные поправки $\Delta_{inner}^R \simeq 0.024$ и выражаемая через константу Ферми G_F и косинус угла Кабиббо² $\cos\theta_C = 0.974$ [6] по формуле:

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_C}{\pi} (1 + \Delta_{inner}^R) \quad (5)$$

Помимо этого сечение включает в себя ряд энергозависимых поправок: внешнюю и внутреннюю радиационные поправки; поправку на конечный размер ядра, отдачу ядра, слабый магнетизм. Процесс ОБР описывается такой же диаграммой, что и процесс распада нейтрона. Он включает в себя те же самые поправки, что позволяет выразить сечение ОБР через измеряемые параметры распада нейтрона: время жизни τ_n и фазовое пространство $f_{p.s.}^R$ [7]:

$$\sigma_0 = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f_{p.s.}^R \tau_n (f^2 + 3g^2)} \quad (6)$$

Фактор фазового пространства $f_{p.s.}^R$ включает в себя поправки на конечный размер ядра, слабый магнетизм, отдачу ядра и внешнюю радиационную поправку. Внутренняя радиационная поправка учитывается через время жизни нейтрона.

В первом порядке разложения по $1/M_p$ энергия нейтрино становится зависимой от угла вылета позитрона (меняется в пределах 20%), причем позитрон в среднем имеет слегка обратное направление вылета:

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left[1 - \frac{1}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos\theta) \right] - \frac{\Delta^2 - m_e^2}{2M}, \quad (7)$$

где $M = (m_p + m_n)/2$ — средняя масса нуклона. Сечение ОБР при этом запишется следующим образом:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right)^{(1)} = \frac{\sigma_0}{2} [(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(1)} \cos\theta] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0}{2} \left[\frac{\Gamma}{M} \right] E_e^{(0)} p_e^{(0)}, \quad (8)$$

точная запись поправки Γ может быть найдена в [5]. Сечение ОБР, проинтегрированное по $\cos\theta$ и $\langle \cos\theta \rangle$ представлены на рисунке 2.

²Угол смешивания между двумя поколениями кварков в матрице ККМ.

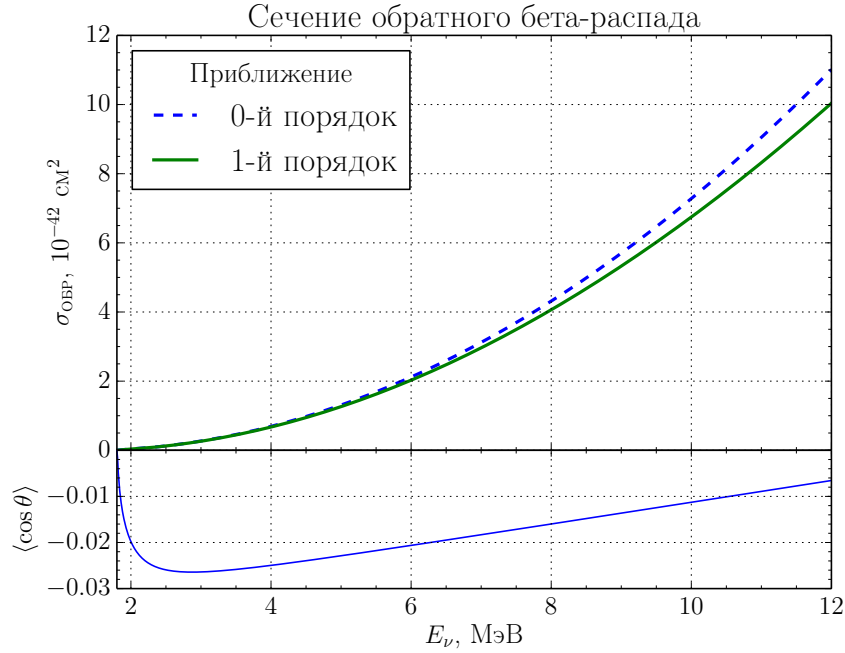


Рис. 2: Сечение ОБР как функция энергии нейтрино в нулевом и первом порядках разложения по $1/M$. Зависимость среднего косинуса угла вылета позитрона от энергии.

2.2 Время жизни нейтрона

Как видно из (6), нормировка сечения напрямую зависит от времени жизни нейтрона. В 2005 году были пересмотрены систематические погрешности для τ_n в связи с вышедшей работой [8]. В ней был опубликован результат $\tau_n = 878.5 \pm 0.8$ с, который заметно отличался от мирового среднего значения на то время. С учетом некоторых поправок в экспериментах [9,10] были получены новые результаты, подтверждающие работу [8]. В таблице 3 представлены усреднения измерений времени жизни нейтрона, опубликованные в PDG в различные годы в разное время [11–14].

Год	τ_n , с
2010	885.7 ± 0.8
2011	881.5 ± 1.5
2012	880.1 ± 1.1
2013	880.0 ± 0.9
2014	880.3 ± 1.1
2016	880.2 ± 1.0

Таблица 1: Мировое среднее измерение времени жизни нейтрона по версии PDG.

3 Электронные антинейтрино от ядерного реактора

3.1 Источники антинейтрино

Нестабильные ядра, при бета-распаде которых образуются электронные антинейтрино в работающей АЭС можно разделить на следующие группы:

- 1) Продукты деления тяжелых изотопов и продукты их бета-распада.
- 2) Ядра, образованные в результате захвата быстрых³ (^{238}U) и тепловых⁴ (Pu) нейтронов тяжелыми изотопами.
- 3) Ядра, образованные после захвата нейтронов продуктами деления тяжелых изотопов и продуктами последующих бета-распадов.
- 4) Долгоживущие ядра, находящиеся в бассейне с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ), а также в неактивном реакторе.
- 5) Ядра, образованные в результате захвата нейтронов конструкционными материалами реактора.

Источники нейтрино из пунктов 1-3 как правило рассматриваются и рассчитываются вместе, вклад источника 5 пренебрежимо мал и обычно не рассматривается.

Стоит отметить, что при бета-распаде продуктов деления изотопов урана и плутония, а также при бета-распаде ядер, возникающих при захвате нейтронов как тяжелыми изотопами, так и продуктами деления, рождается 99.7% реакторных электронных антинейтрино [15, 16], однако лишь четверть из рожденных антинейтрино имеют энергию выше порога реакции обратного бета-распада (1) 1.8 МэВ.

На рисунке 3 изображены цепные реакции деления ^{235}U на ^{144}Ba и ^{89}Kr с последующим испусканием семи антинейтрино и ^{238}U на ^{239}Np с испусканием двух антинейтрино. [17]

3.2 Отработавшее ядерное топливо

В конце цикла работы реактора, длительностью, как правило, 1 год, примерно треть топливных стержней извлекается и перемещается в бассейн, находящийся недалеко от реактора, где хранится длительное время (~ 5 лет) [18]. В цепочках распада некоторых изотопов, входящих в состав ОЯТ, могут также рождаться антинейтрино с энергией выше порога обратного бета-распада. Основной вклад в спектр антинейтрино от ОЯТ вносят

³нейтроны, кинетическая энергия которых превышает 0.1 МэВ.

⁴нейтроны, кинетическая энергия которых близка к 0.025 эВ.

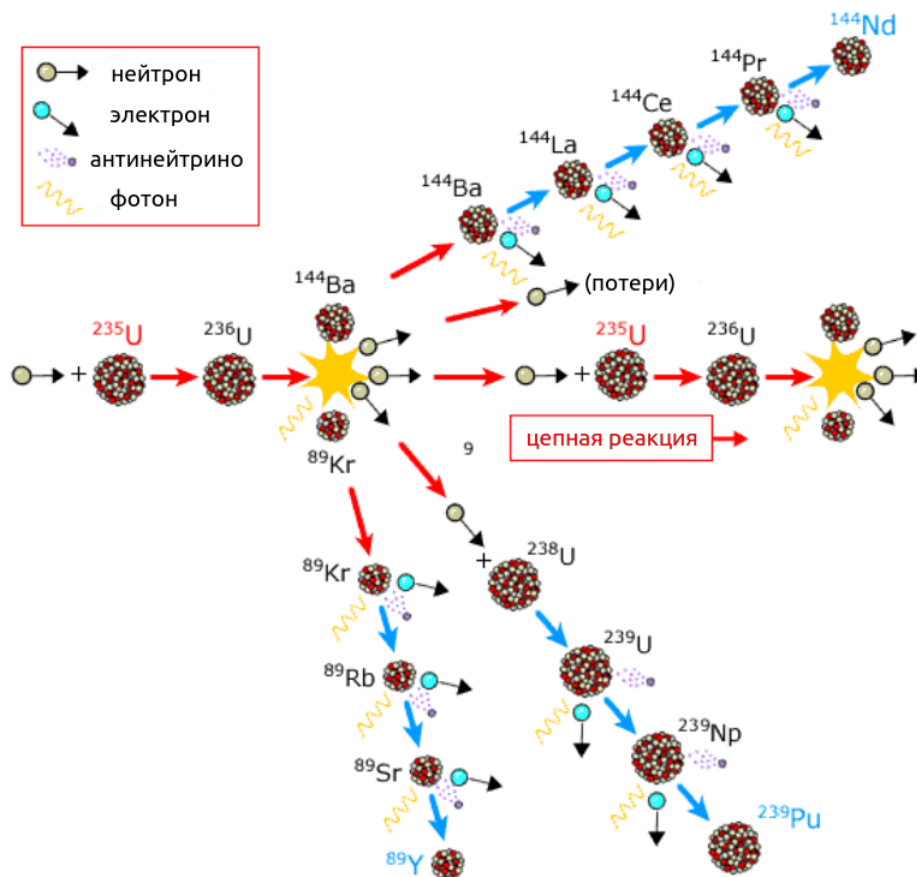


Рис. 3: Цепные реакции деления ^{235}U и ^{238}U .

распады изотопов ^{106}Ru , ^{144}Pr , ^{90}Y . Несмотря на то, что они обладают временами полураспада от нескольких минут до нескольких дней, рождаются они в распадах долгоживущих изотопов ^{106}Ru , ^{144}Ce , ^{90}Sr . Времена жизни и доступные энергии данных изотопов приведены в таблице 2 [18, 19].

Изотоп	$T_{1/2}$	Дочерний изотоп	$T_{1/2}$	Q, МэВ
^{106}Ru	373.6 д	^{106}Rh	29.8 с	3.541
^{144}Ce	284.9 д	^{144}Pr	17.28 м	2.997
^{90}Sr	28.78 г	^{90}Y	64.1 ч	2.282

Таблица 2: Характеристики цепочек распада изотопов ОЯТ с большим временем полураспада, дающих вклад в поток антинейтрино с энергиями выше порога ОБР [18].

В эксперименте Daya Bay усредненный вклад антинейтрино от ОЯТ в поток антинейтрино от активного реактора оценивается в 0.3 % и имеет энергию не более 3.5 МэВ. На рисунке 4 представлен график зависимости относительных вкладов делящихся изотопов от сгорания топлива, представленного в мегаватт-днях на тонну урана, в одном из реакторов Daya

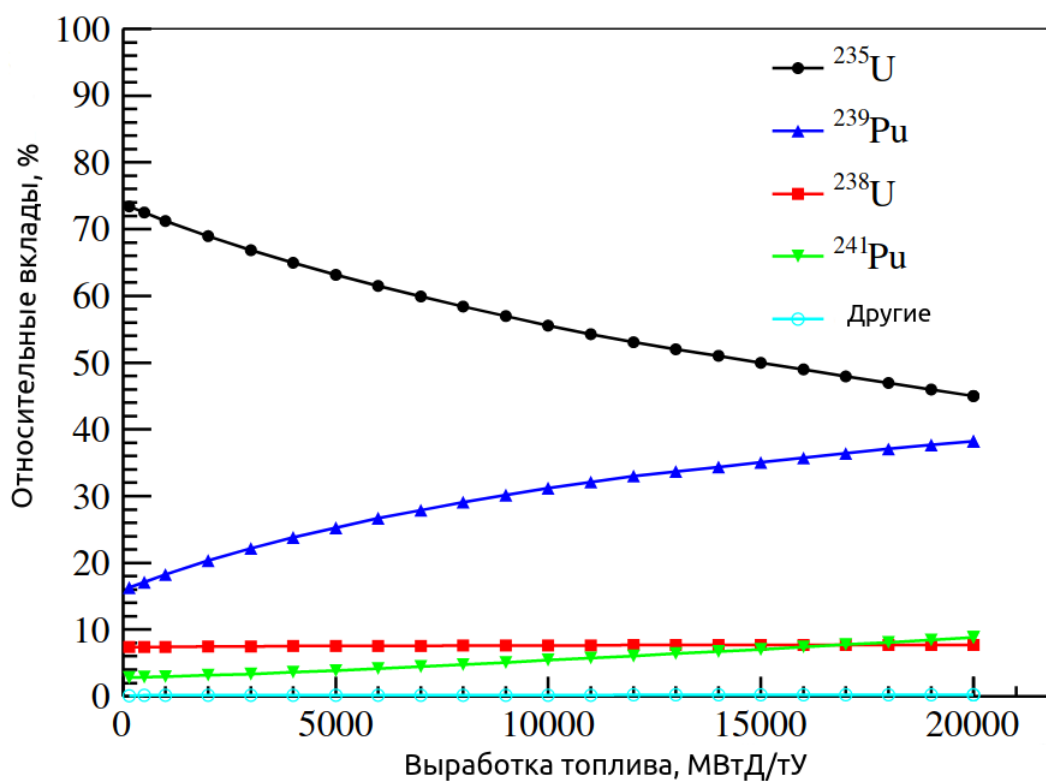


Рис. 4: Вклады изотопов в полное число делений в реакторе Daya Bay в зависимости от сжигания топлива.

Часть II

Эксперимент Daya Bay

4 Описание установки

4.1 Введение

Эксперимент Daya Bay расположен в 52 км к северу от Гонконга, на участке, находящемся рядом с горной местностью, идеально подходящем для размещения подземной детекторной лаборатории, которая будет хорошо защищена от космогенных фонов. В исследовании используется поток антинейтрино от разделенных примерно на 1.1 км реакторов АЭС Daya Bay и Ling Ao, являющихся одним из самых крупных источников антинейтрино в мире.

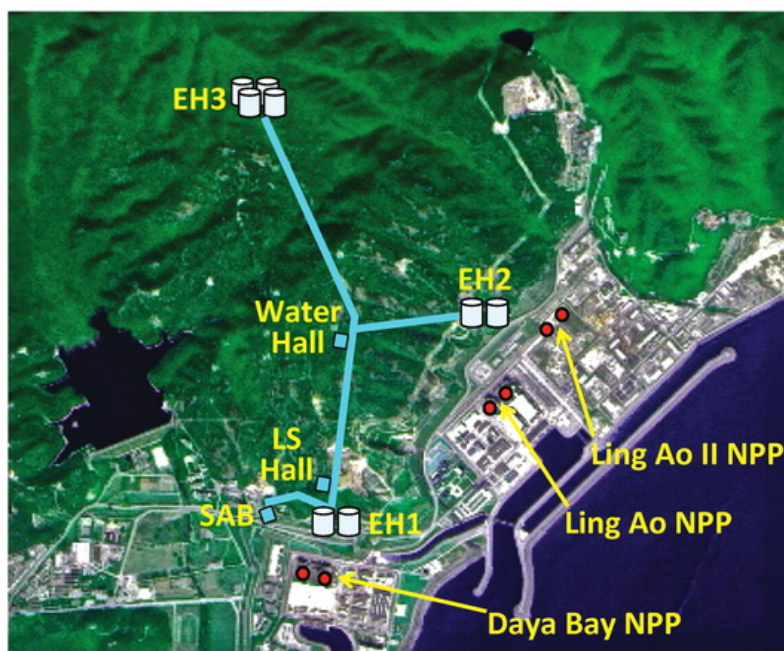


Рис. 5: Размещение эксперимента Daya Bay.

Экспериментальная установка представляет из себя восемь идентичных детекторов антинейтрино (AD⁵) и шесть реакторов: два из кластера Daya Bay (D1 и D2) и четыре из кластера Ling Ao (L1, L2, L3 и L4). Ближние четыре детектора поделены между двумя ближними экспериментальными холлами EN1 и EN2 около двух реакторных кластеров, а четыре других расположены в одном дальнем экспериментальном холле EN3. Реакторы

⁵AD — англ. antineutrino detector.

АЭС Daya Bay и Ling Ao (красные кружки на рис.5) располагаются на узком прибрежном шельфе между побережьем и внутренними горами.

Пара АД, установленных в каждом подземном экспериментальном холле вблизи с реакторами, измеряют поток $\bar{\nu}_e$, испущенных реакторами, в то время как четыре АД в дальнем экспериментальном холле измеряют дефицит потока $\bar{\nu}_e$ вследствие осцилляций нейтрино. Детекторы были построены и протестированы в сборочном цехе на поверхности SAB, перевезены в жидкостинтилляционный холл LS Hall для заполнения ЖС, и затем установлены в экспериментальный холл.

Экспериментальное подтверждение нейтринных осцилляций, предложенных Б.М. Понтекорво в 1957 году, было осуществлено множеством экспериментов с реакторными, атмосферными и солнечными нейтрино. В ПМНС-матрице⁶ смешивания нейтрино были измерены все параметры, кроме двух: наименьший угол смешивания θ_{13} и фаза нарушения CP-инвариантности⁷. В эксперименте Double Chooz⁸ был установлен предел для значения угла смешивания: $\sin^2 2\theta_{13} < 0.17$ [2]. В связи с этим, главной целью эксперимента Daya Bay является измерение угла смешивания $\sin^2 2\theta_{13}$ с точностью до 0.01 или выше.

4.2 Реакторы в Daya Bay

Комплекс атомных станций Daya Bay состоит из трех пар ядерных реакторов: Daya Bay, Ling Ao, Ling Ao II. Реакторы расположены друг от друга на расстоянии 88 м, которое было измерено различными методами, включая GPS, тахеометр, лазерный трекер, приборы для измерения уровня. Неопределенность в определении расстояния оценена в 18 мм [21].

Каждая станция использует реактор с водой под давлением (PWR⁹) с термальной мощностью 2.9 ГВт. Топливом для реактора такого типа является ^{235}U , тепло от распада которого используется для производства электроэнергии. В реакторах электронные антинейтрино образуются в бета-распадах при развале четырех тяжелых изотопов (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu). В среднем на одно деление в реакторе выделяется около 200 МэВ термальной энергии и шесть электронных антинейтрино. Таким образом, ядерный реактор тепловой мощностью 1 ГВт излучает около $2 \cdot 10^{20}$ нейтрино в секунду.

⁶ПМНС матрица — матрица Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты.

⁷Нарушение CP-инвариантности — нарушение комбинированной четности, то есть неинвариантность законов физики относительно операции зеркального отражения с одновременной заменой всех частиц на античастицы.

⁸Double Chooz — реакторный эксперимент, расположенный недалеко от поселения Chooz ("Шо") во Франции.

⁹PWR — англ. pressurized water reactor.

4.3 Детектор антинейтрино

Детектор антинейтрино (рис.6) представляет собой три вложенных концентрических цилиндра, ограничивающих три объема: мишень, улавливатель гамма-квантов и минеральное масло (ММ).

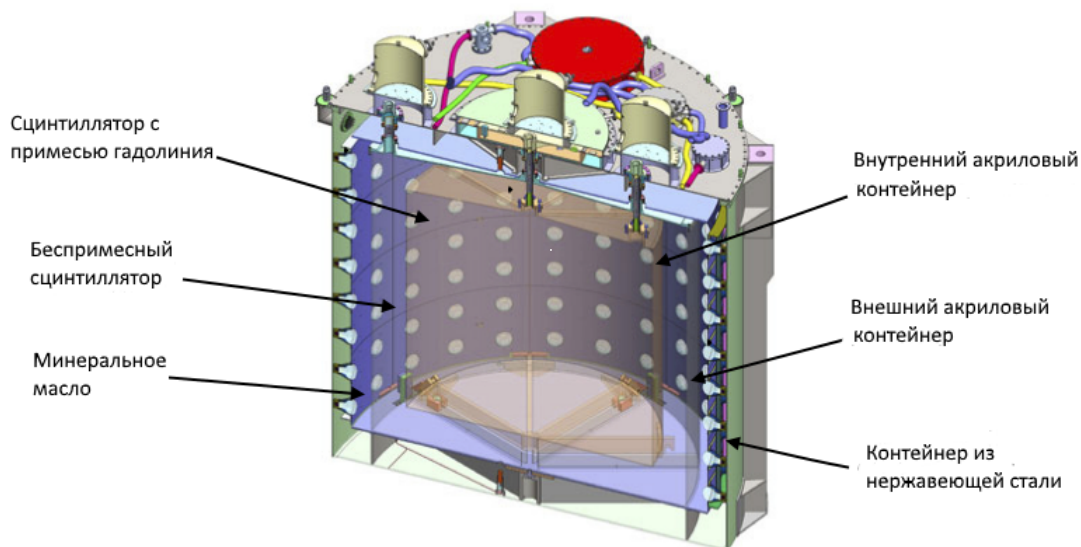


Рис. 6: *Схема детектора антинейтрино.*

Мишень — внутренний объем, ограниченный прозрачным акриловым цилиндром высотой и диаметром 3 м, толщиной стенок 10 мм и заполненный 20-ю тоннами жидкого сцинтиллятора с добавлением гадолиния [22]. Содержание гадолиния в сцинтилляторе составляет 0.1%. Водород, в большом количестве содержащийся в сцинтилляторе (1 тонна гадолиния содержит $7.163 \cdot 10^{28}$ атомов водорода), служит мишенью для взаимодействия электронных антинейтрино. Гадолиний добавляется потому что, с одной стороны, обладает очень большим сечением захвата нейтронов, а с другой, большой энергией релаксации после захвата. Эти свойства позволяют использовать сигнал от захвата нейтрона на гадолинии в качестве метки события ОБР.

Улавливатель гамма-квантов — средний объем, в котором находится цилиндр с мишенью. Объем ограничен прозрачным акриловым контейнером высотой и диаметром 4 м и толщиной стенок 18 мм, заполненный ЖС массой 20 тонн, по составу идентичным сцинтиллятору мишени, но без добавления гадолиния. Основное назначение данного слоя — конверсия гамма-квантов, рожденных в мишени, в сцинтилляционный свет.

Минеральное масло — внешний объем, в котором находится улавливатель гамма-квантов с мишенью, имеющий массу 37 т и находящийся внутри контейнера из нержавеющей стали (SSV¹⁰). Масло обладает схожими со сцинтиллятором оптическими свойствами, но при этом несцинтил-

¹⁰SSV — англ. stainless steel vessel.

лирует. Задача этого слоя — защита сцинтиллятора от внешнего радиоактивного фона, в частности, исходящего от стекла ФЭУ.

Сцинтилляционный свет регистрируется 192 8-дюймовыми ФЭУ, погруженными в ММ, и установленными на восьми кольцах (с 24 ФЭУ на каждом) на внутренней поверхности SSV. Зеркальные отражатели, установленные сверху и снизу внешнего акрилового контейнера (OAV¹¹), улучшают однородность сбора света относительно положения источника света в сцинтилляционном объеме. Задняя часть ФЭУ закрыта специальным черным светопоглощающим щитом, который образует цилиндр, проходящий по экватору колб ФЭУ. Щиты маскируют внутреннюю поверхность SSV, кроме ФЭУ, что упрощает и объединяет оптические характеристики восьми детекторов. Сверху детекторов установлены резервуары для переполненной жидкости, что позволяет немного изменять объем каждой области в ответ на изменения температуры и давления. Поскольку ФЭУ в детекторе установлены только на вертикальных поверхностях, для достижения равномерности светосбора сверху и снизу OAV установлены два отражающих диска, диаметром 4.5 м. Три автоматические калибровочные системы (ACU¹²) используются для развертывания радиоактивных источников (⁶⁸Ge, ⁶⁰Co и ²⁴¹Am¹³C), и светодиодов (LED¹³) через узкие тефлоновые каналы в области Gd-ЖС и ЖС (рис. 7).

Точность эксперимента в Daya Bay увеличена при помощи следующих факторов:

- Использование больших детекторов для повышения статистики.
- Расположение детекторов глубже под землей для уменьшения фона.
- Использование ближних (~ 500 м) и дальних (~ 1.6 км) детекторов, чтобы минимизировать систематическую ошибку, связанную с потоком антинейтрино из реактора.
- Наличие подвижных детекторов, которые могут быть взаимозаменяемыми.

Более подробно о детекторах Daya Bay можно узнать в работе [21].

4.4 Калибровочная система

Сверху детектора расположены три автоматических калибровочных устройства ACU, предназначенных для проведения регулярных калибровок характеристик детектора [23]. Устройство содержит три элемента: LED и две

¹¹OAV — англ. outer acrylic vessel.

¹²ACU — англ. automated calibration unit.

¹³LED — англ. light-emitting diode.

запечатанные капсулы с радиоактивными источниками, каждый из которых может быть опущен в детектор независимо (рис. 7).

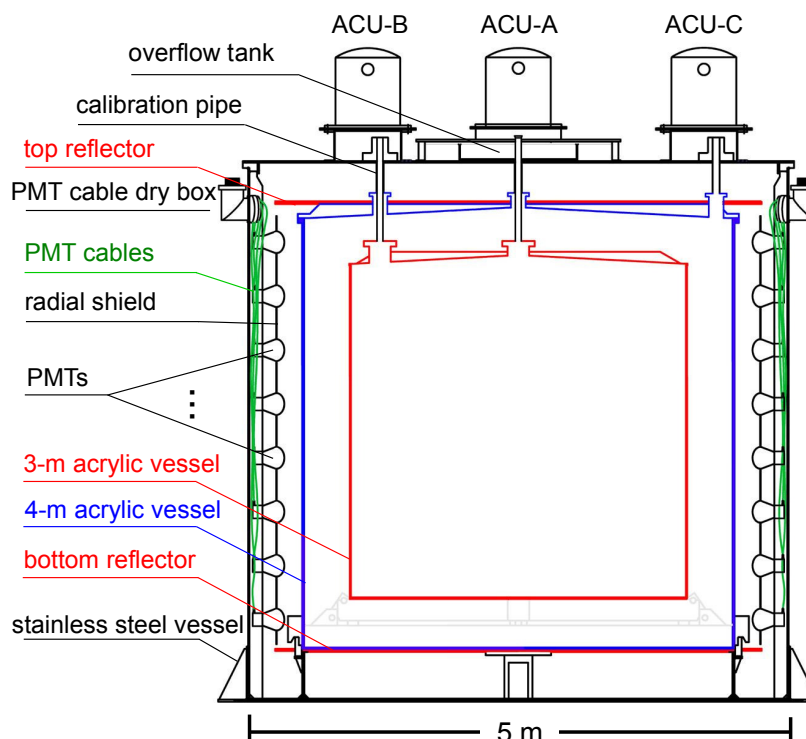


Рис. 7: Сечение детектора антинейтрино.

- 1) LED. Используется для калибровки временного отклика и однофотонного отклика ФЭУ.
- 2) Гамма-источник ^{68}Ge ($A = 15$ Бк). Испускает пары гамма-квантов с энергиями по 511 кэВ и используется для калибровки энергетической шкалы вблизи порога детектирования.
- 3) Совмещенный модуль из гамма-источника ^{60}Co ($A = 100$ Бк) и источника нейтронов $^{241}\text{Am}^{13}\text{C}$ ($A = 0.5$ Бк). Кобальт излучает по два гамма-кванта суммарной энергией 2.506 МэВ и используется для калибровки энергетической шкалы детектора. $^{241}\text{Am}^{13}\text{C}$ испускает нейтроны и используется для оценки времени захвата нейтрона и относительного количества атомов H и Gd.

Как видно из рисунка 7, устройства ACU-A и ACU-B могут опускать источники в гадолиниевый сцинтиллятор по центральной и сдвинутой от центра оси на 135 см соответственно. Они используются для калибровки отклика детектора на события внутри мишени, и исследования эффектов потери энергии в стенках акрилового контейнера. Источники устройства ACU-C могут быть опущены в OAV по оси, сдвинутой на 177.25 см от

центра в сторону, противоположную АСУ-В, и используется для калибровки отклика детектора на события в улавливателе гамма-квантов. Трубки, по которым источники калибровочных устройств опускаются в детектор, соединены с резервуарами для накопления избыточной жидкости. Резервуары оборудованы набором дублирующих друг друга датчиков измерения уровня жидкости: ультразвуковой датчик, емкостный датчик и фотокамера. Информация об уровне жидкостей используется для определения массы мишени с высокой точностью.

4.5 Система мюонного вето

Все детекторы каждого холла находятся в заполненном очищенной водой бассейне. Пространство вокруг каждого детектора заполнено водой в среднем на 2.5 м во всех направлениях. Это сделано для дополнительной защиты против внешнего фона и естественной радиоактивности. Также бассейн используется как мюонный детектор благодаря эффекту Вавилова-Черенкова.¹⁴

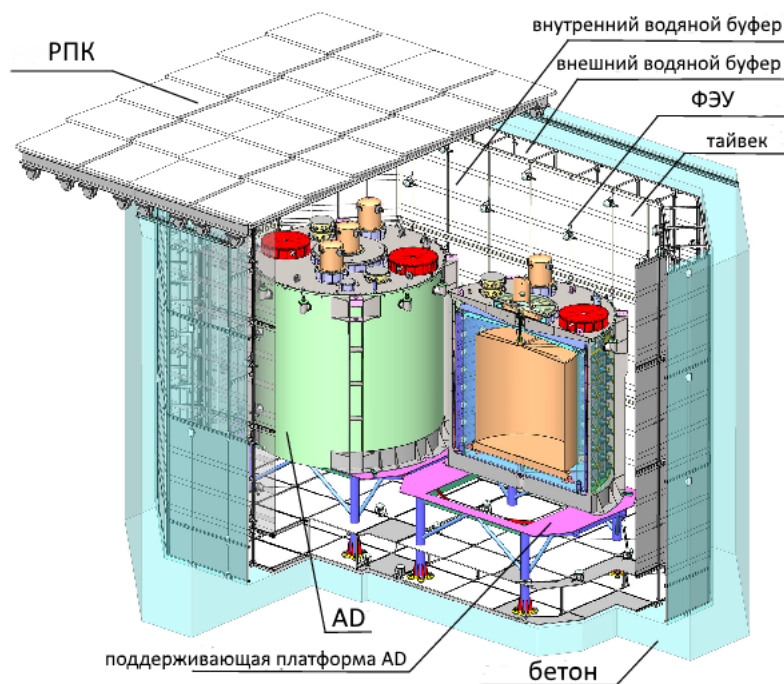


Рис. 8: Система мюонного вето эксперимента Daya Bay.

При помощи отражающих панелей, изготовленных из тайвека¹⁵, бассейн поделен на две оптически независимые друг от друга части, в каждой из которых установлены ФЭУ (рис.8). Область в которой находятся сами детекторы называется внутренним водяным буфером (IWS¹⁶). Внешний

¹⁴Эффект Вавилова-Черенкова — свечение, вызываемое в прозрачной среде заряженной частицей, которая движется со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в этой среде.

¹⁵Тайвек — прочный материал, изготовленный из полиэтилена высокой плотности.

¹⁶IWS — англ. inner water shield.

водяной буфер (OWS¹⁷) представляет собой область, находящуюся между IWS и стенками всего бассейна.

Над бассейном установлены детекторы на основе резистивных плоских камер (РПК), которые используются в качестве мюонного вето [24]. Отдельный модуль РПК имеет размеры приблизительно 2×2 метра, состоит из четырех слоев отдельных РПК и позволяет реконструировать положение заряженной частицы с точностью до 8 см в плоскости XY. Чтобы избежать потери эффективности на границе, модули расположены с частичным перекрытием.

4.6 Триггерная система

Сигналы со всех ФЭУ детектора поступают на систему сбора данных, которая суммирует заряд со всех каналов, определяет каналы ФЭУ с сигналами выше порога 0.25 фотоэлектронов, а также записывает временную информацию и заряд каналов, превышающих пороговый заряд. Полный собранный заряд (E_{sum}) и число над-пороговых ФЭУ N используются для выработки сигнала аппаратного триггера. Триггер срабатывает, если $N > 45$ или $E_{sum} \geq 65$ фотоэлектронов, что соответствует энергии около 0.4 МэВ, выделенной в центре детектора. Триггер срабатывает с частотой до 280 отсчетов в секунду, впоследствии чего заряд каждого ФЭУ, накопленного в окне 100 нс и их временная информация сохраняется для дальнейшей обработки. Для системы мюонного вето (4.5) триггерный сигнал срабатывает при выполнении следующих условий:

- $N \geq 6$ для IWS
- $N \geq 7$ для OWS из ближних холлов и $N \geq 8$ для OWS из дальнего холла
- 3 из 4 слоя модуля РПК выше порога

С целью максимального уменьшения неопределенностей измерения, для отбора событий используются некоторые критерии отбора, подобранные таким образом, чтобы отсекал как можно меньшую долю событий реакции ОБР. Эффективность триггера для пороговой энергии событий ОБР $E_{min} = 0.7$ МэВ достигает практически 100% [25]. Сами критерии отбора подробно рассмотрены в разделе 5.1.

¹⁷OWS — англ. outer water shield.

5 Антинейтринный сигнал и оценка фона

5.1 Отбор событий

Антинейтрино регистрируется в детекторе по реакции обратного бета-распада (1) методом задержанных совпадений. Первое событие наступает при ионизации сцинтиллятора позитроном, которое производит свет, а также происходит поглощение γ -квантов от аннигиляции позитрона. Второе событие вызывается поглощением нейтрона ядром гадолиния или водородом, с испусканием γ -квантов. Зная энергии, выделяемые позитроном и нейтроном, а также учитывая тот факт, что эти события разделены очень малым промежутком времени, можно применить метод задержанных совпадений для регистрации антинейтрино.

События представляют собой два сигнала: мгновенный и запаздывающий, разделенные интервалом времени в среднем 28 мкс и обладающие энергиями от 1 МэВ до 10 МэВ и около 8 МэВ соответственно. Для отбора подобных событий используются следующие критерии [26]:

- 1) Исключение событий, вызванных аппаратным фоном (спонтанная вспышка, вызванная разрядом между контактами ФЭУ).
- 2) Энергия мгновенного сигнала заключается в интервале от 0.7 МэВ до 12 МэВ.
- 3) Допустимая энергия запаздывающего сигнала от 6 МэВ до 12 МэВ.
- 4) Время задержки между мгновенным и запаздывающим сигналом от 1 мкс до 200 мкс.
- 5) Мюонное вето: отбрасываются события, когда запаздывающий сигнал случается в окне, связанным с прохождением мюона:
 - а) За 2 мкс до и 600 мкс после мюона, вызвавшего срабатывание более 12 ФЭУ из внешнего или внутреннего водяного буфера.
 - б) За 2 мкс до и 1400 мкс после мюона, оставившего сигнал более 3000 фотоэлектронов в детекторе.
 - в) За 2 мкс до и 0.4 с после мюона, оставившего сигнал более $3 \cdot 10^5$ фотоэлектронов в детекторе.
- 6) Критерий множественности: отбрасываются все двусмысленные события, то есть события, в которых нет возможности однозначно выделить мгновенный и запаздывающий сигналы:
 - а) Не должно быть дополнительных событий с энергией от 0.7 МэВ до 12 МэВ в окне длительностью 400 мкс до запаздывающего сигнала.

б) Не должно быть дополнительных событий с энергией от 6 МэВ до 12 МэВ в окне длительностью 200 мкс после запаздывающего сигнала.

5.2 Продукты распада

Позитрон. В реакции обратного бета-распада позитрон рождается с энергией, очень близкой к энергии исходного антинейтрино. При детектировании в сцинтилляторе, позитрон теряет всю кинетическую энергию на возбуждение сцинтиллятора и через несколько наносекунд аннигилирует с электроном из среды с образованием двух γ -квантов, регистрируемых системой электроники детектора (4.6).

Нейтрон. Нейтроны в реакции ОБР (1) рождаются с энергией порядка 15кэВ, которую отдают среде в процессе замедления. В течение около 10 мкс (рис. 9) нейтрон испытывает 10-20 столкновений, теряя часть своей энергии при каждом соударении. В результате этого довольно быстро происходит термализация, а затем и захват нейтронов ядром гадолиния или водорода. После захвата нейтрона возбужденное ядро гадолиния при релаксации испускает несколько гамма квантов с суммарной энергией 7.9 МэВ, которые через эффект Комптона "выбивают" электроны, вызывающие сцинтилляцию. В случае захвата нейтрона ядром водорода, испускается преимущественно один γ -квант с энергией 2.2 МэВ (рис. 10).

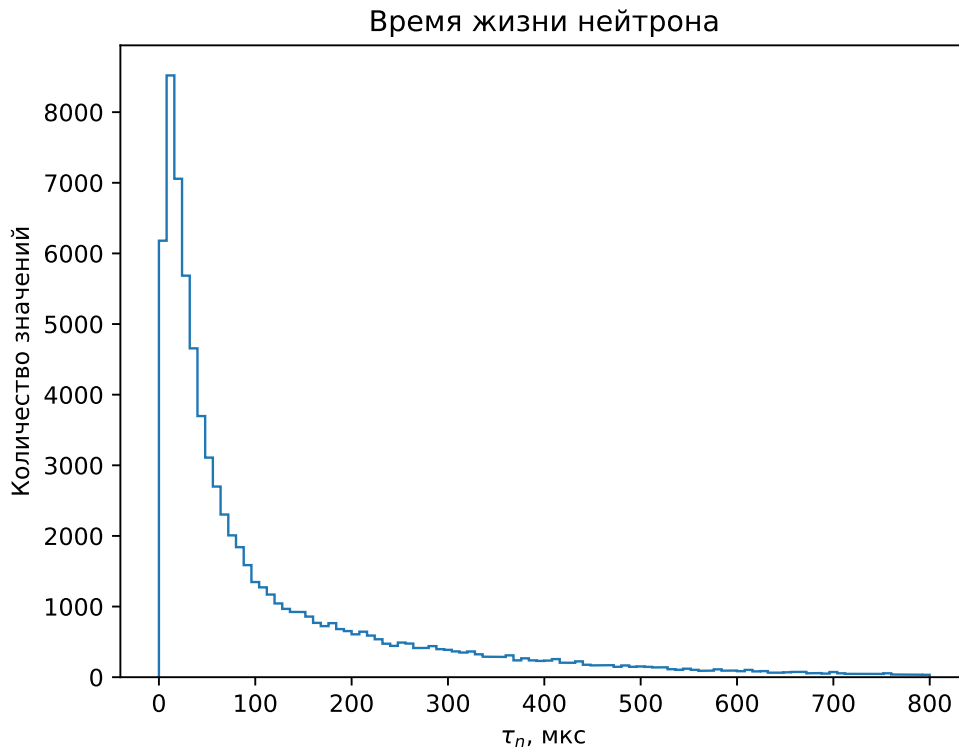


Рис. 9: Время жизни нейтрона в реакции ОБР.

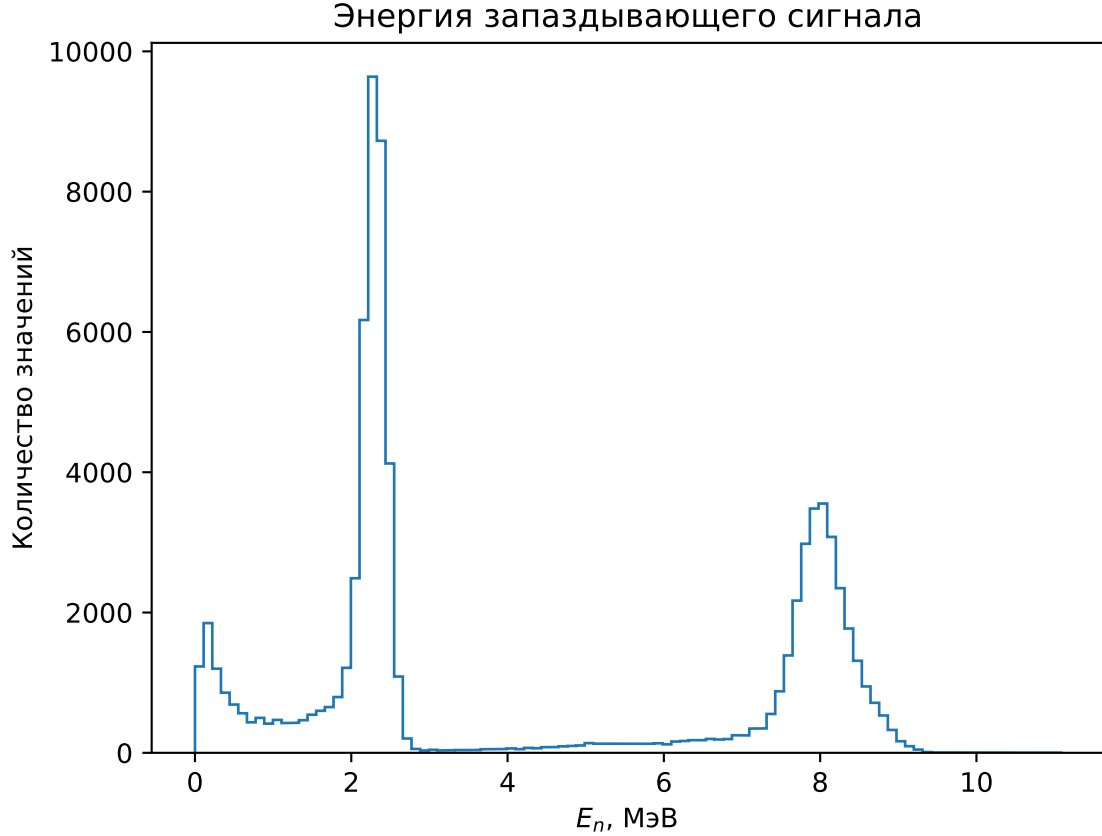


Рис. 10: Энергия запаздывающего сигнала.

Покажем, что нейтрон всегда вылетает вперед по отношению к движению исходного антинейтрино. Воспользуемся законами сохранения энергии и импульса:

$$E_\nu + M_p = E_n + E_e \quad (9)$$

$$\vec{p}_\nu = \vec{p}_e + \vec{p}_n. \quad (10)$$

Тогда по теореме косинусов:

$$p_e^2 = p_\nu^2 - 2p_n p_\nu \cos \theta_{n\nu} + p_n^2. \quad (11)$$

Зная, что $|\vec{p}_e| = \sqrt{E_e^2 - M_e^2}$, выражая из (9) E_e получим:

$$\sqrt{(E_\nu - \Delta - T_n)^2 - M_e^2} \leq \sqrt{(E_\nu - \Delta)^2 - M_e^2} < E_\nu - \Delta < E_\nu. \quad (12)$$

Тогда в итоге исходя из (11) и (12) можно записать:

$$p_e = \sqrt{E_\nu^2 + p_n^2 - 2E_\nu |\vec{p}_n| \cos \theta_{n\nu}} < E_\nu, \quad (13)$$

откуда видно, что если $\cos \theta_{n\nu} < 0$, то неравенство (11) выполняться не будет \Rightarrow угол $\theta_{n\nu}$ всегда острый.

5.3 Фон

Критериям отбора, представленным в (5.1), к сожалению, удовлетворяют не только события ОБР. Основные источники фоновых событий эксперимента Daya Bay можно разделить на две категории: инструментальный фон, который можно исключить из наблюдения при помощи специальных критериев отбора, и остальные источники, величина вкладов которых измеряется напрямую или оценивается на основе моделирования. К инструментальному фону относится спонтанное излучение ФЭУ, которое подробно описывается ниже.

Спонтанное излучение ФЭУ

В процессе эксплуатации детекторов оказалось, что некоторые ФЭУ из-за разряда между контактами могут спонтанно излучать свет, обеспечивая этим около 5% от всех триггеров. Такие фотоумножители называются флешерами. Также флешерами называются события, вызванные спонтанным излучением ФЭУ. Наблюдаемая энергия событий-флешеров варьируется в очень широком диапазоне от сотен кэВ до сотен МэВ, поэтому, они могут пройти критерии отбора как мгновенного, так и запаздывающего сигнала. Если не удалять такие сигналы, то вклад от них в фон от случайных совпадений был бы сопоставим с наблюдаемой скоростью набора данных от взаимодействий антинейтрино. К счастью, излучение света от ФЭУ имеет очевидные характерные особенности в пространстве и во времени, что позволяет с легкостью их отличить от настоящих взаимодействий частиц в сцинтилляторе. Сцинтилляционный свет направлен равномерно во все стороны, а флешер во время спонтанного излучения, как правило, излучает свет в направлении противоположной части детектора и вызывает срабатывания ФЭУ как напротив флешера, так и в непосредственной близости.

Чтобы отличить вспышки ФЭУ от настоящих взаимодействий частиц был создан простой параметр. Для каждого сигнала триггера был найден ФЭУ, наблюдающий максимальное число ф.э. Такой ФЭУ принимается кандидатом, излучившим вспышку. Калиброванный заряд от этого ФЭУ обозначается Q_{max} . Пространство ФЭУ делится на 4 вертикальные зоны по 6 столбцов: центром первой зоны является ФЭУ с максимальным зарядом, 3-я зона находится напротив, а зоны 2 и 4, соответственно, по бокам. Пространственное распределение заряда в АД характеризуется двумя переменными, f_{max} и f_{quad} :

$f_{max} = Q_{max}/Q_{total}$ — отношение максимального заряда, зарегистрированного ФЭУ, к полному наблюдаемому заряду в АД;

$f_{quad} = Q_{q3}/(Q_{q2} + Q_{q4})$ — отношение заряда, наблюдаемого в противоположной зоне к двум соседним зонам.

В итоге эмпирическим путем был получен параметр f_{ID} , вычисляю-

щийся по формуле:

$$f_{ID} = \log_{10} \left[f_{quad}^2 + \left(\frac{f_{max}}{0.45} \right)^2 \right] \quad (14)$$

Чем большая доля заряда собрана на одном ФЭУ с максимальным сигналом и на ФЭУ, находящихся напротив него, тем больше f_{ID} . Для настоящих кандидатов в задержанные сигналы от ОБР $f_{ID} \leq 0$, а значение $f_{ID} > 0$ соответствует событию-флешеру.

Случайные совпадения

Случайным совпадением называется событие, мгновенный и запаздывающий сигнал которого являются причинно независимы и удовлетворяют критериям ОБР. В большинстве случаев данный фон вызывается совпадением распадов радиоактивных элементов, находящихся в сцинтилято-ре, акриловых контейнерах, стекле и ФЭУ. К этим элементам относятся в первую очередь ^{238}U , ^{232}Th , ^{208}Tl , ^{40}K , ^{60}Co , ^{232}Rn и ^{85}Kr . Частота случайных событий вычисляется на основе статистической вероятности совпадения изолированных сигналов, удовлетворяющих критериям мгновенного или запаздывающего сигнала. В качестве энергетического спектра событий случайных совпадений используется измеренный спектр изолированных сигналов, удовлетворяющих критерию отбора мгновенного сигнала. Для отбора изолированных сигналов требуется, чтобы в пределах ± 200 мкс отсутствовали другие сигналы. Для проверки данного метода используются события, набранные методом смещенного окна. Для этого используется обычный набор критериев с единственным изменением: запаздывающий сигнал ищется в окне, смещенном относительно мгновенного сигнала на время $t=600$ мкс, достаточно большом, чтобы мгновенный и запаздывающий сигналы были причинно не связаны. Набранные таким образом события по определению случайны, а их спектр и частота хорошо согласуются с основной оценкой, которая происходит полностью на основе данных [27].

Долгоживущие изотопы 8He и 9Li

Долгоживущие изотопы 8He и 9Li рождаются во взаимодействиях космических мюонов в детекторе и способны пережить время мюонного вето из-за достаточно больших периодов полураспада 119.1 мс и 178.3 мс. Оба изотопа являются бета-минус-радиоактивными. В 50.8 % (16 %) случаев изотоп 9Li (8He) помимо электрона, который имитирует мгновенный сигнал, испускает также нейтрон, который, захватываясь на гадолинии, имитирует запаздывающий сигнал ОБР. Энергия электрона находится в пределах от нескольких кэВ до 12 МэВ с максимумом около 5 МэВ. Спектр

фона оценивается на основе моделирования цепочек распада изотопов ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$.

Быстрые нейтроны

Быстрые нейтроны могут рождаться во взаимодействиях космогенных мюонов как в детекторе, так и за его пределами. Обладая высокой энергией, такие нейтроны могут проходить расстояние в несколько метров до взаимодействия. Мюон, не проходящий через вето-систему, или не зарегистрированный, в силу ее неэффективности, может породить быстрый нейтрон, который, попав в детектор, симулирует сигнал от ОБР. Большую часть своей энергии быстрые нейтроны тратят за несколько наносекунд на упругие взаимодействия с ядрами атомов вещества. Передавая энергию свободным протонам, быстрые нейтроны тем самым возбуждают сцинтиллятор, имитируя мгновенный сигнал. Захват на гадолинии, как и в других случаях, является запаздывающим сигналом. Энергия, наблюдаемая в детекторе от взаимодействия быстрых нейтронов, меняется в широком диапазоне от кэВ до сотен МэВ. Быстрые нейтроны являются единственным естественным источником фона с максимальной энергией, значительно превышающей энергии антинейтрино. Наблюдаемый спектр быстрых нейтронов является практически плоским. Экстраполируя измеренный спектр с энергиями больше 10 МэВ в область более низких энергий можно произвести оценку вклада быстрых нейтронов в сигнал. Результаты оценки фона быстрых нейтронов согласуются с исследованием фона быстрых нейтронов после мюонного триггера, а также с результатами моделирования по методу Монте-Карло [28].

Часть III

Реконструкция направления

6 Представление и анализ результатов

6.1 Программное обеспечение для анализа данных по реконструкции эксперимента Daya Bay

Программное обеспечение написано на языке программирования Python с использованием библиотек NumPy (работа с большими многомерными массивами и поддержка математических функций для операций с этими массивами) и Matplotlib (графическое оформление).

Основные возможности ПО включают:

- Расчет азимутальных и зенитных углов φ и θ для каждого детектора.
- Построение распределений углов φ и θ по количеству значений как в декартовой, так и в полярной системе координат.
- Построение двумерной плотности распределения по φ и θ , как на плоскости, так и в 3D.
- Фитирование распределений двумя моделями, вычисление хи-квадрат для каждой из них.
- Вычисление среднего значения, стандартного отклонения и дисперсии длины вектора \vec{r}_{ne} и построение его распределения для каждого детектора.
- Вычисление косинуса угла вылета позитрона по отношению к исходному движению антинейтрино.

6.2 Учет системы координат

Реконструированные положения позитрона и нейтрона в файле данных представлены в системе координат детектора. Для того чтобы нанести на распределения направления на реактор, необходимо осуществить переход к глобальной системе координат. Как уже было отмечено в разделе 4.1, детекторы распределены по трём экспериментальным холлам, у которых тоже есть своя система координат, повернутая относительно глобальной на определенные углы.

Домножив вектор в системе координат детектора на нужную матрицу поворота и сложив его с вектором, определяющим положение детектора

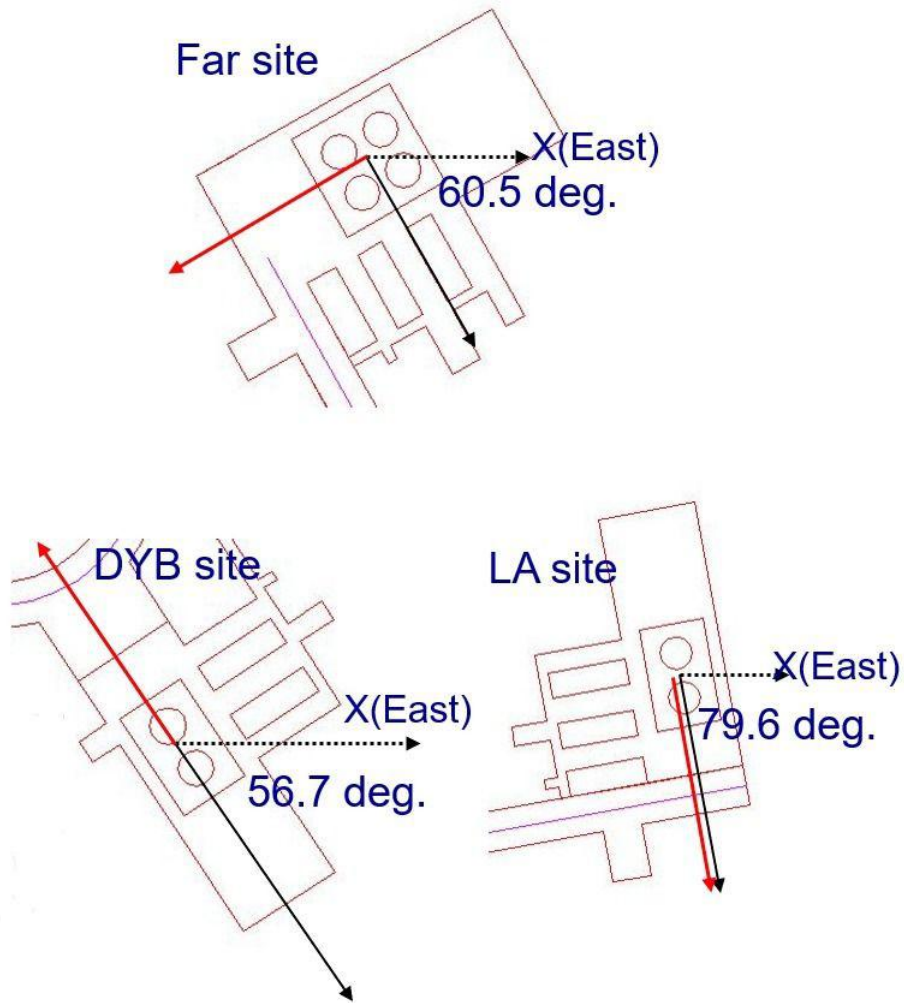


Рис. 11: Системы координат: черная пунктирная стрелка — ось X в глобальной системе, красная стрелка — ось X в системе координат холла (черная жирная стрелка соответствует устаревшему направлению, ранее выбранному коллаборацией за основное).

на карте, мы получим положение нашего события в глобальной системе координат:

$$\begin{pmatrix} R_x \\ R_y \\ R_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{det} \\ y_{det} \\ z_{det} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{glob} \\ y_{glob} \\ z_{glob} \end{pmatrix},$$

где R_x, R_y, R_z — координаты детектора, в котором произошло событие, $x_{det}, y_{det}, z_{det}$ — координаты события внутри детектора, $x_{glob}, y_{glob}, z_{glob}$ — координаты события в глобальной системе, α — угол поворота, уникальный для каждого из ЕН.

6.3 Основной метод

В работе анализируются экспериментальные данные, содержащие более 2.5 миллионов событий. Можно ли по реконструированным положениям позитрона и нейтрона внутри детектора определить направление на источник антинейтрино? Конфигурация эксперимента Daya Bay (наличие идентичных ближних и дальних детекторов) идеально подходит для поиска ответа на этот вопрос.

Логично предположить, что детекторы из ЕН1 будут регистрировать поток антинейтрино преимущественно от ближайшего реакторного кластера Daya Bay, и наоборот, в детекторах из ЕН2 будут преобладать события из кластера Ling Ao (для удобства продублирован рис. 5).

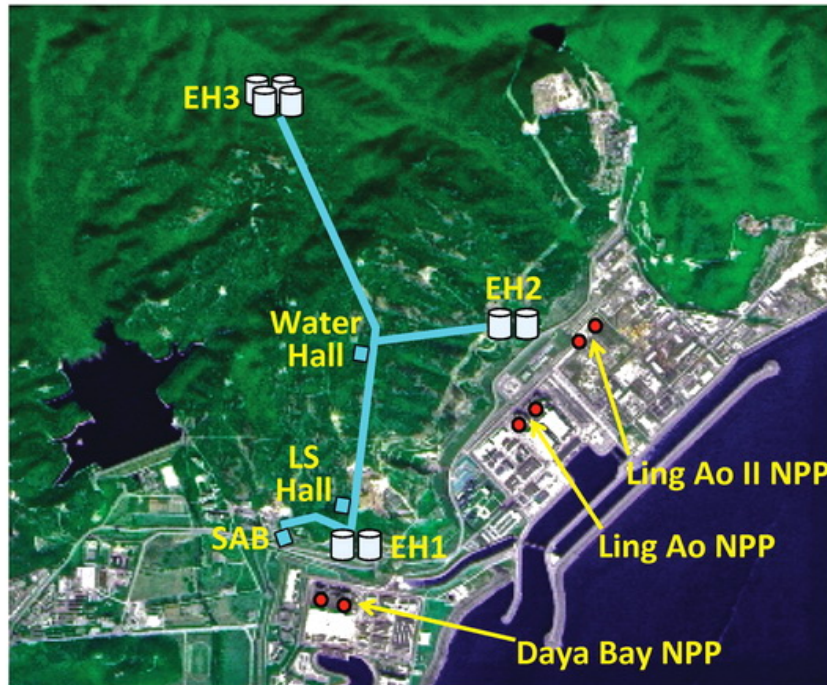


Рис. 12: Размещение эксперимента Daya Bay.

В разделе 5.2 было показано, что кинематика реакции ОБР (1) устроена таким образом, что нейтрон всегда вылетает вперед по отношению к исходному движению антинейтрино. Определим вектор \vec{r}_{ne+} как смещение нейтрона относительно позитрона:

$$\vec{r}_{ne+} = \vec{r}_n - \vec{r}_{e+}. \quad (15)$$

Так как захват позитрона происходит практически мгновенно, то \vec{r}_{ne+} напрямую будет коррелировать с направлением прилёта антинейтрино.

Рассмотрим детекторы AD1 и AD3 из экспериментальных холлов ЕН1 и ЕН2 соответственно. Введем азимутальный угол, который определяет

направление прилета антинейтрино в плоскости Oxy и из геометрических соображений вычисляется по формуле:

$$\varphi = \arctan \frac{r_y}{r_x} \quad (16)$$

где r_x, r_y и r_z — составляющие вектора \vec{r}_{ne+} (15). Этот угол вносит наибольший вклад в реконструкцию прилета антинейтрино за счет своей неоднородности для каждого из детекторов (рис. 13):

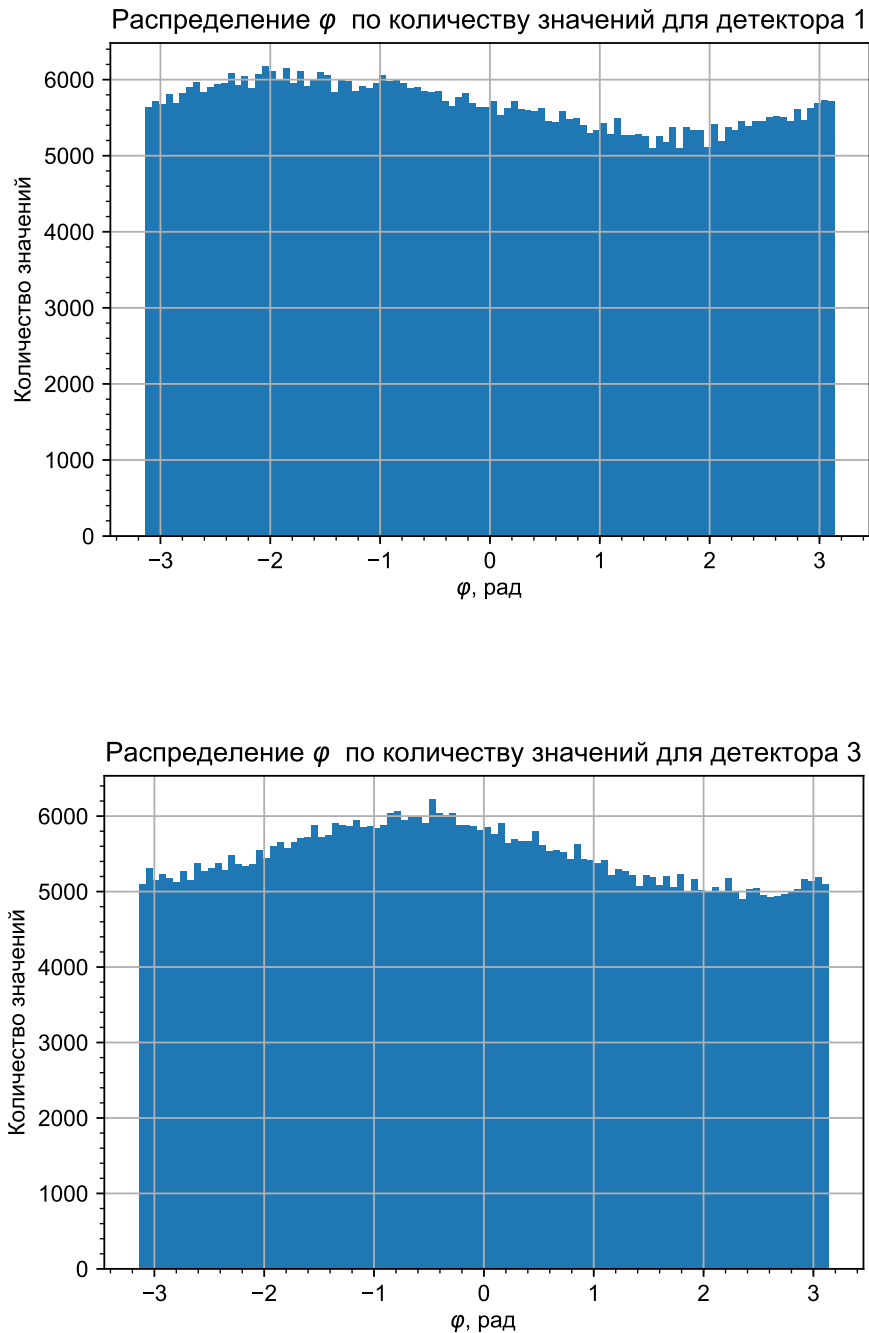


Рис. 13: Распределение φ по количеству значений для AD1 и AD3.

Теперь введем зенитный угол, показывающий направление прилета антинейтрино относительно вертикальной оси Oz:

$$\theta = \arctan \frac{\sqrt{r_x^2 + r_y^2}}{r_z} \quad (17)$$

Хоть детекторы и расположены под землей, разница между ними и реакторами по высоте равна ~ 30 м, тогда как расстояние от реакторов до ближних и дальних детекторов составляет 500 м и 1.6 км соответственно. Это означает, что угол θ будет равен $\sim 90^\circ$, что мы и видим на рисунке 14:

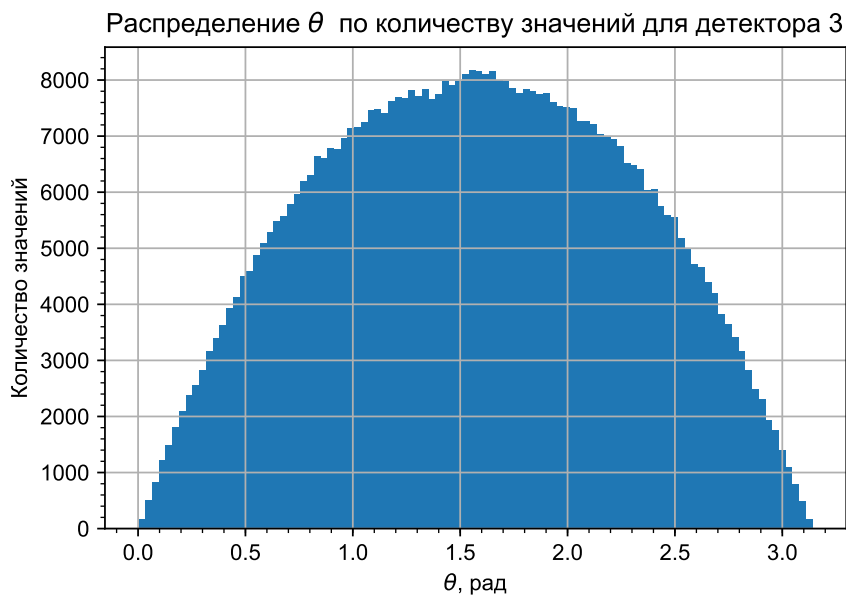
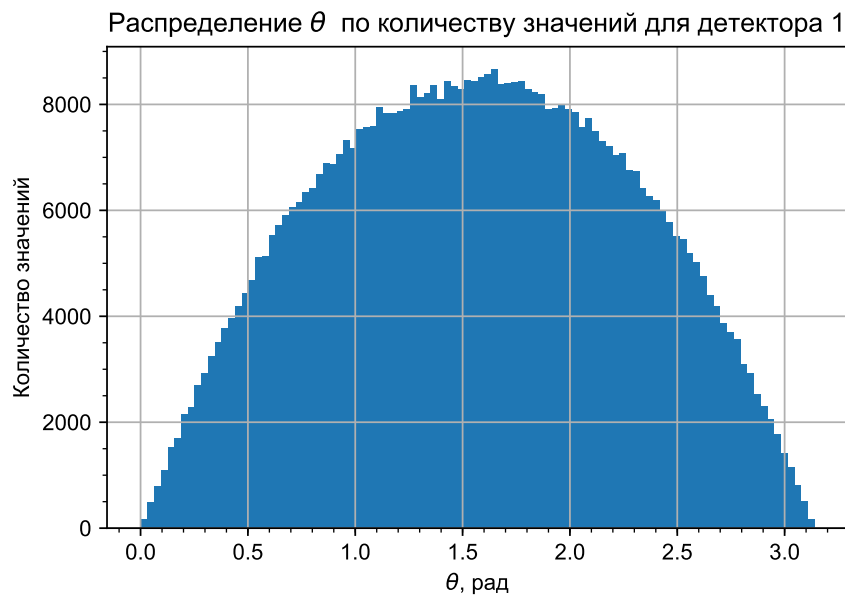


Рис. 14: Распределение θ по количеству значений для AD1 и AD3.

Наконец построим двумерную плотность распределения по φ и θ , и отметим на ней точки, соответствующие углам вектора $\vec{R}_{dc} = \vec{R}_d - \vec{R}_c$, указывающего направление на каждый из шести реакторов (\vec{R}_d — положение детектора, \vec{R}_c — положение реактора). Получатся следующие графики, изображенные на рисунке 15.

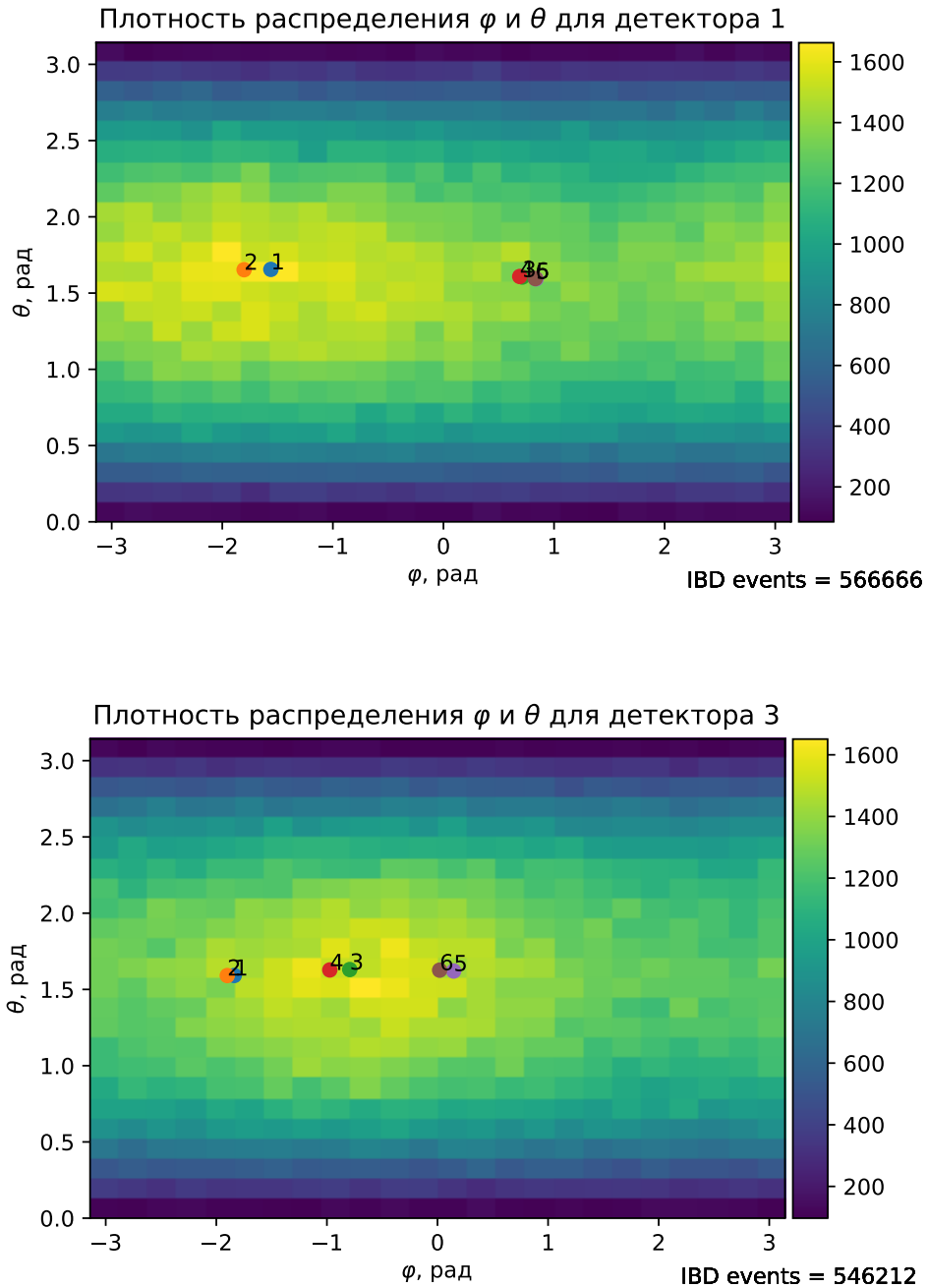
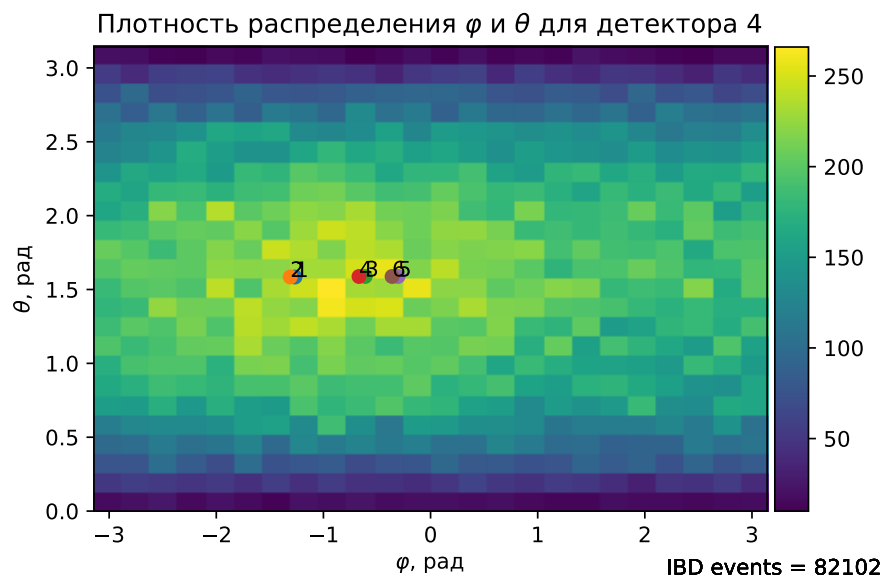
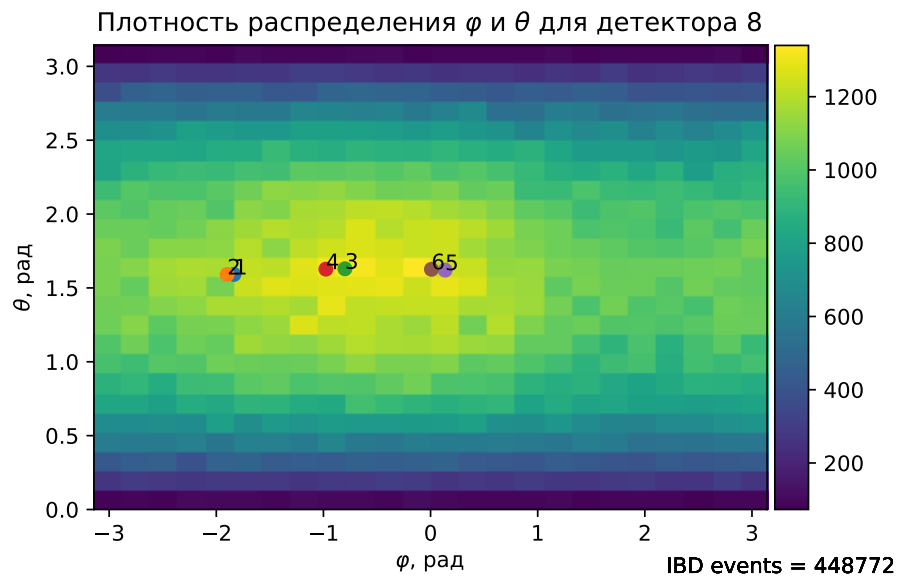
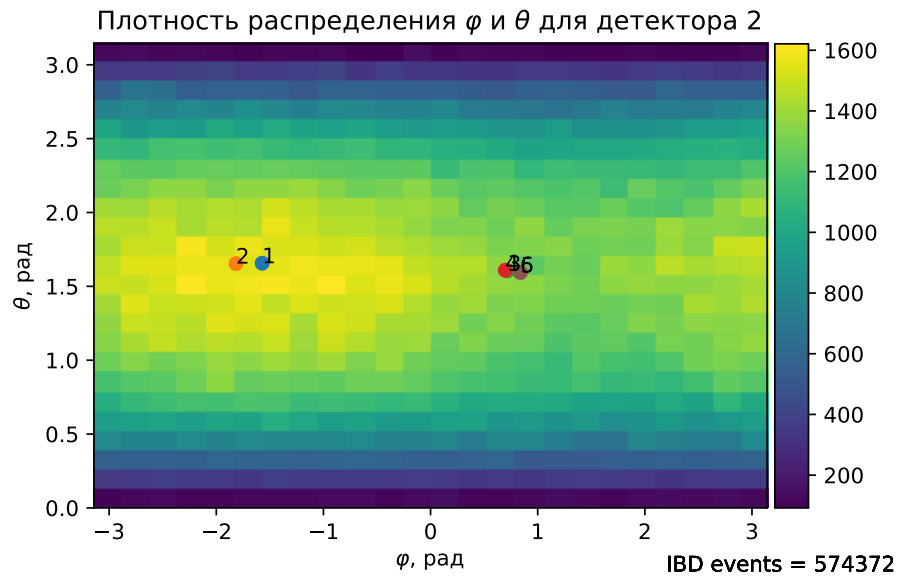


Рис. 15: Двумерная плотность распределения для AD1 и AD3.

Видно, что для AD1 максимальное количество значений приходится именно на ту область, в которой расположены ближайшие к нему 1 и 2 реактор, а для AD3 максимум приходится между двумя реакторными кластерами Ling Ao и Ling Ao II, что так же соответствует ожиданиям. Аналогичная картина наблюдается и для всех остальных детекторов (рис. 16).



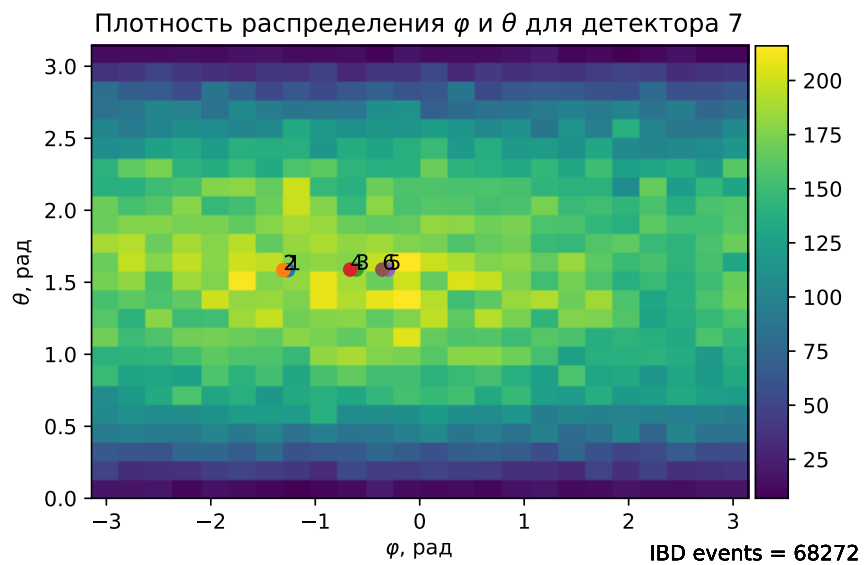
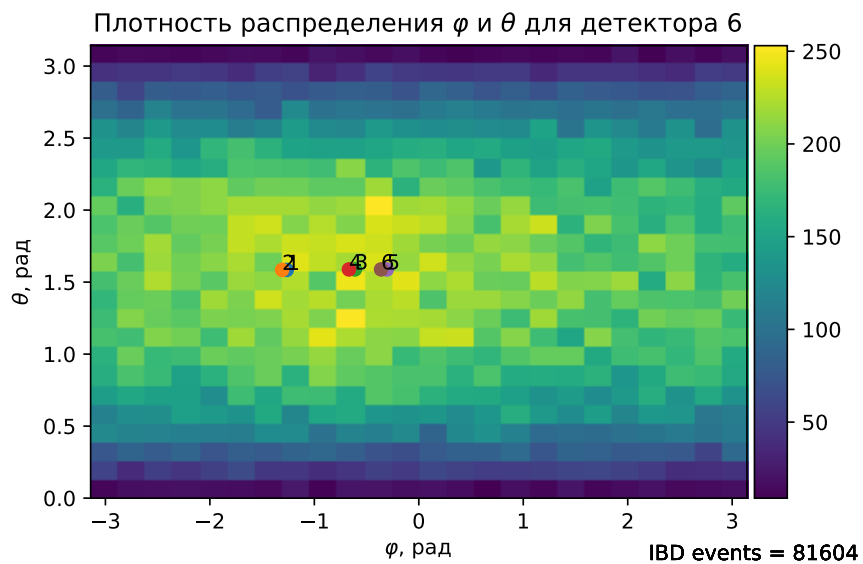
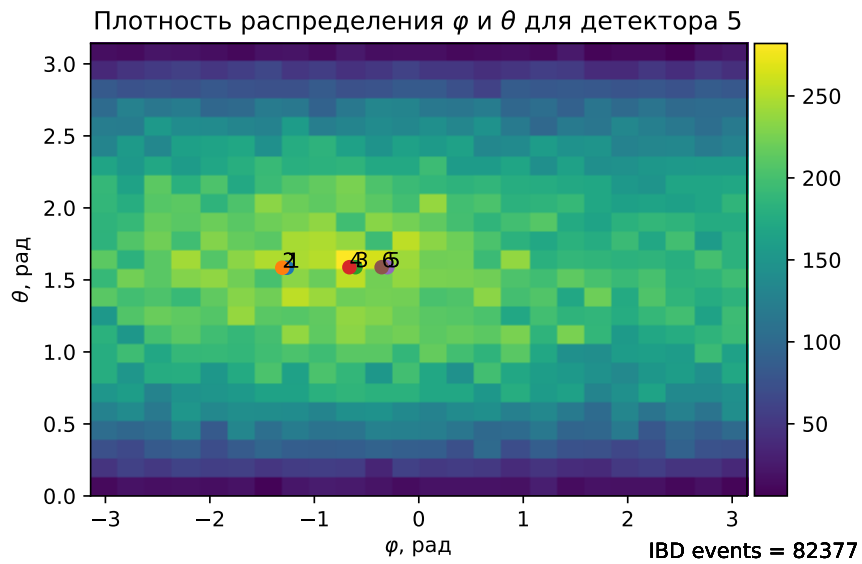


Рис. 16: Двумерная плотность распределения для остальных детекторов.

Для сравнения на рисунке 17 приведены результаты [29] коллаборации "Double Chooz" для похожего анализа данных одноименного эксперимента:

Double Chooz: *Results*

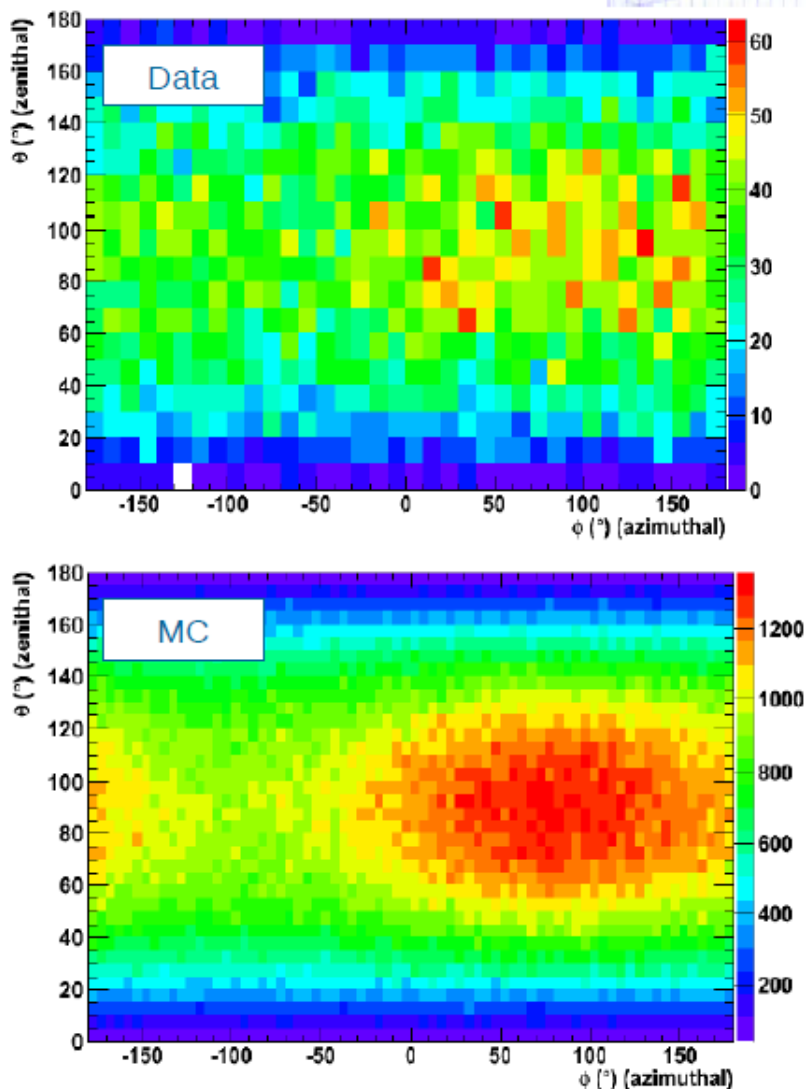


Рис. 17: Результаты коллаборации "Double Chooz"

Видно, что эксперимент сильно отличается от моделирования, в то время как распределения, приведенные в выше (рис. 15) на основе реальных данных показывают практически идеальную картину. Разумеется, в первую очередь это заслуга самого эксперимента Daya Bay и его детекторов, преимущества которых по сравнению с другими экспериментами были перечислены в разделе 4.3.

Для большей наглядности распределение по φ и θ было построено в 3D (рис. 18), где количество значений нам показывают и цвет и высота столбцов, однако для сравнения данных простые двумерные распределения подходят намного лучше.

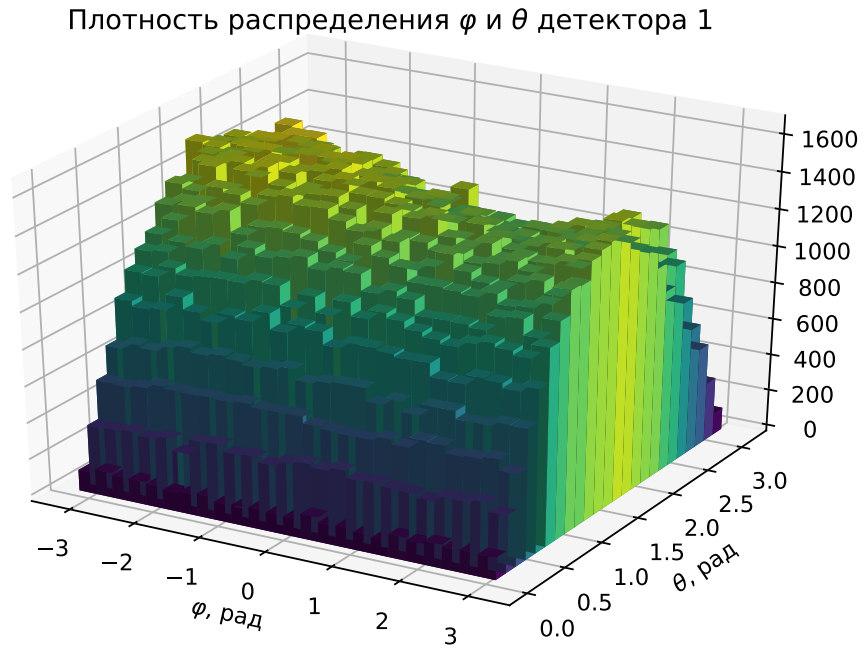


Рис. 18: Распределение по φ и θ в 3D для AD1.

6.4 Фитирование данных

Сделаем фитирование распределения по φ двумя моделями.

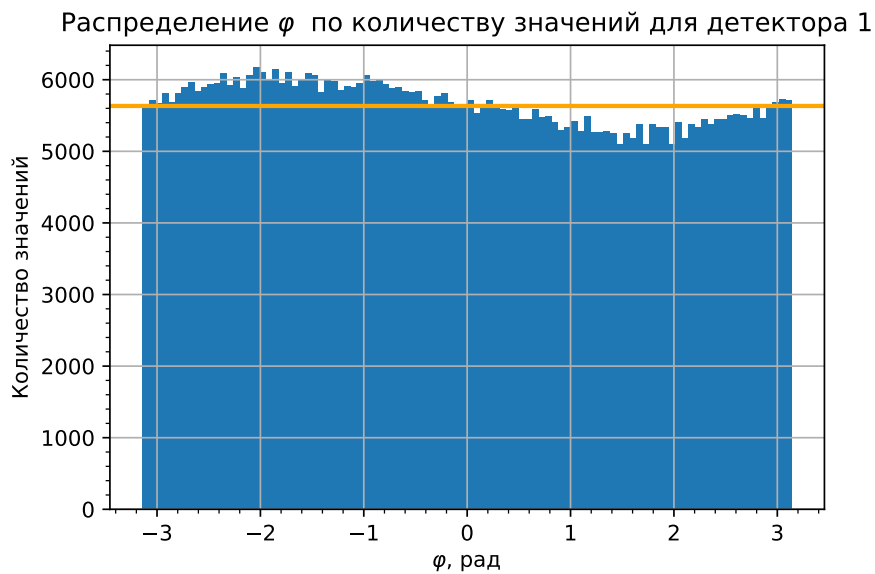


Рис. 19: Фитирование распределения по φ константой.

Первая модель — константа, она пройдет между \max и \min распределения, и этой модели будет соответствовать определенный $\chi^2 \equiv \chi_{const}^2$.

$$\chi_{const}^2 = \sum_i \left(\frac{h(\varphi_i) - a}{\sqrt{h(\varphi_i)}} \right)^2, \quad (18)$$

где $h(\varphi_i)$ — гистограмма, $a = h_{max} - h_{min}$ — константа (рис. 19).

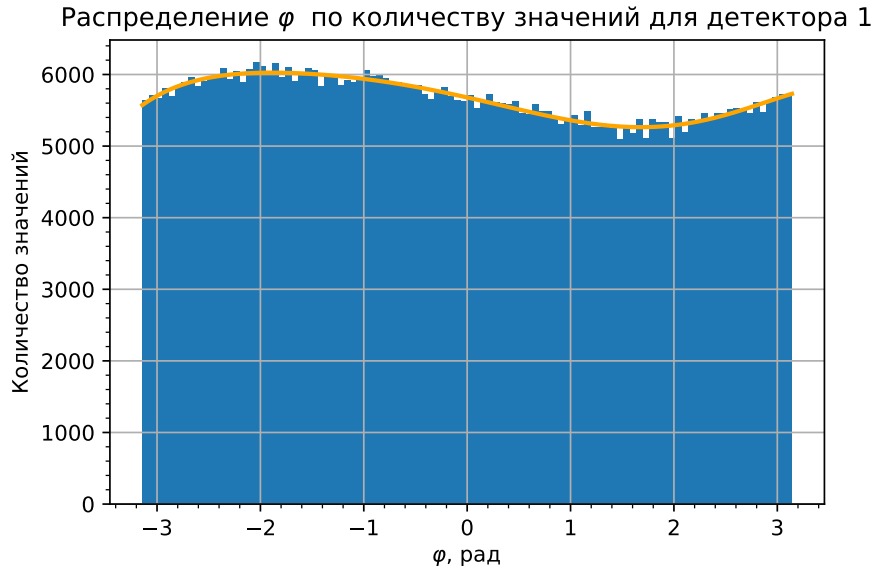


Рис. 20: Фитирование распределения по φ полиномом.

Вторая модель — полином некоторой степени, который сможет достаточно хорошо описать распределение. Этой модели будет соответствовать $\chi^2 \equiv \chi_{poly}^2$.

$$\chi_{poly}^2 = \sum_i \left(\frac{h(\varphi_i) - f(\varphi_i)}{\sqrt{h(\varphi_i)}} \right)^2, \quad (19)$$

где $f(\varphi_i)$ — функция полином (рис. 20).

Вычислим среднее из фита полиномом по всем бинам, и вычтем это значение из каждого бина данных (таким образом мы избавимся от постоянной "подложки"). Полученный график представим в полярных координатах, на который нанесём направления на ректоры.

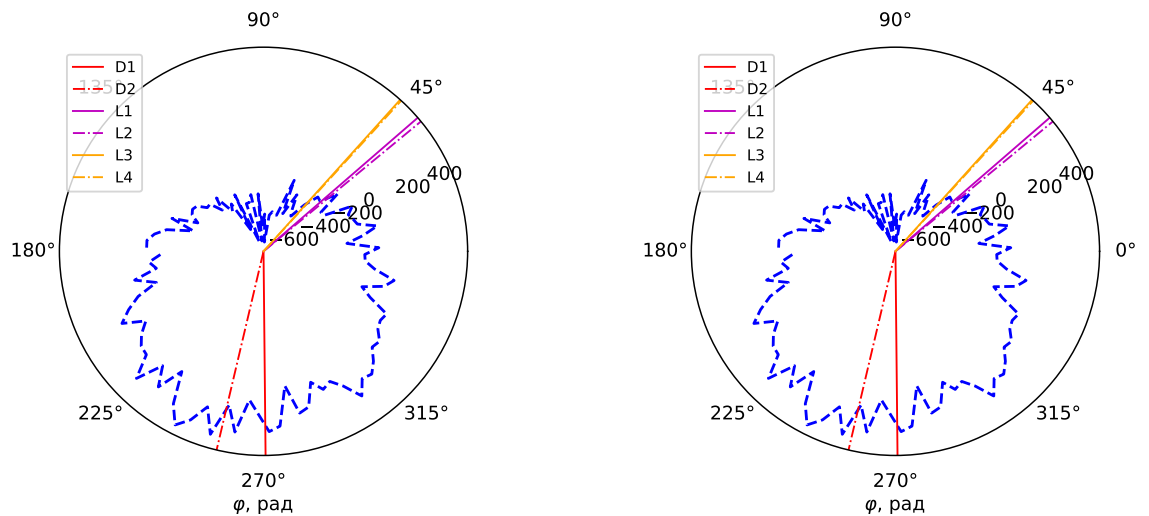


Рис. 21: Двумерная плотность распределения для AD из EN1.

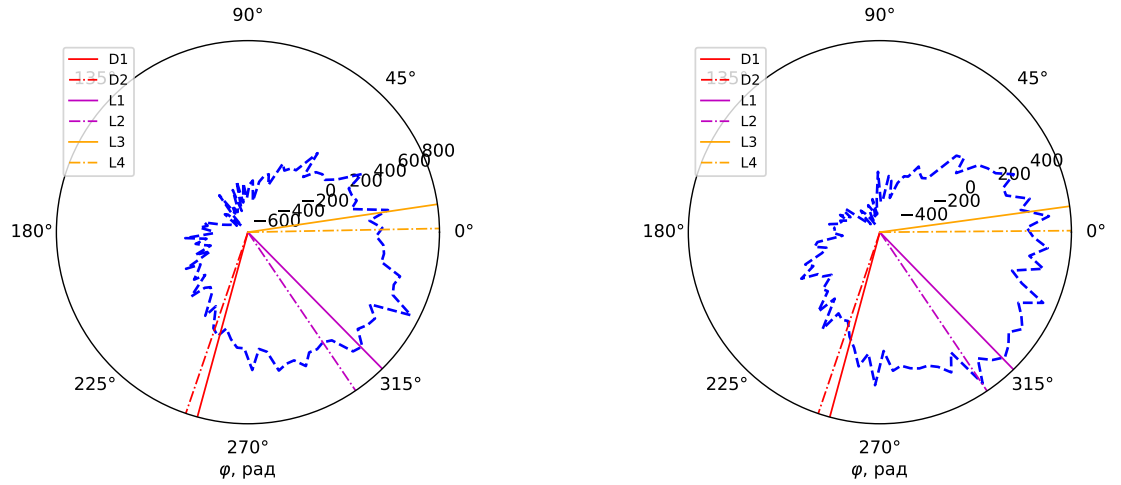


Рис. 22: Двумерная плотность распределения для AD из EH2.

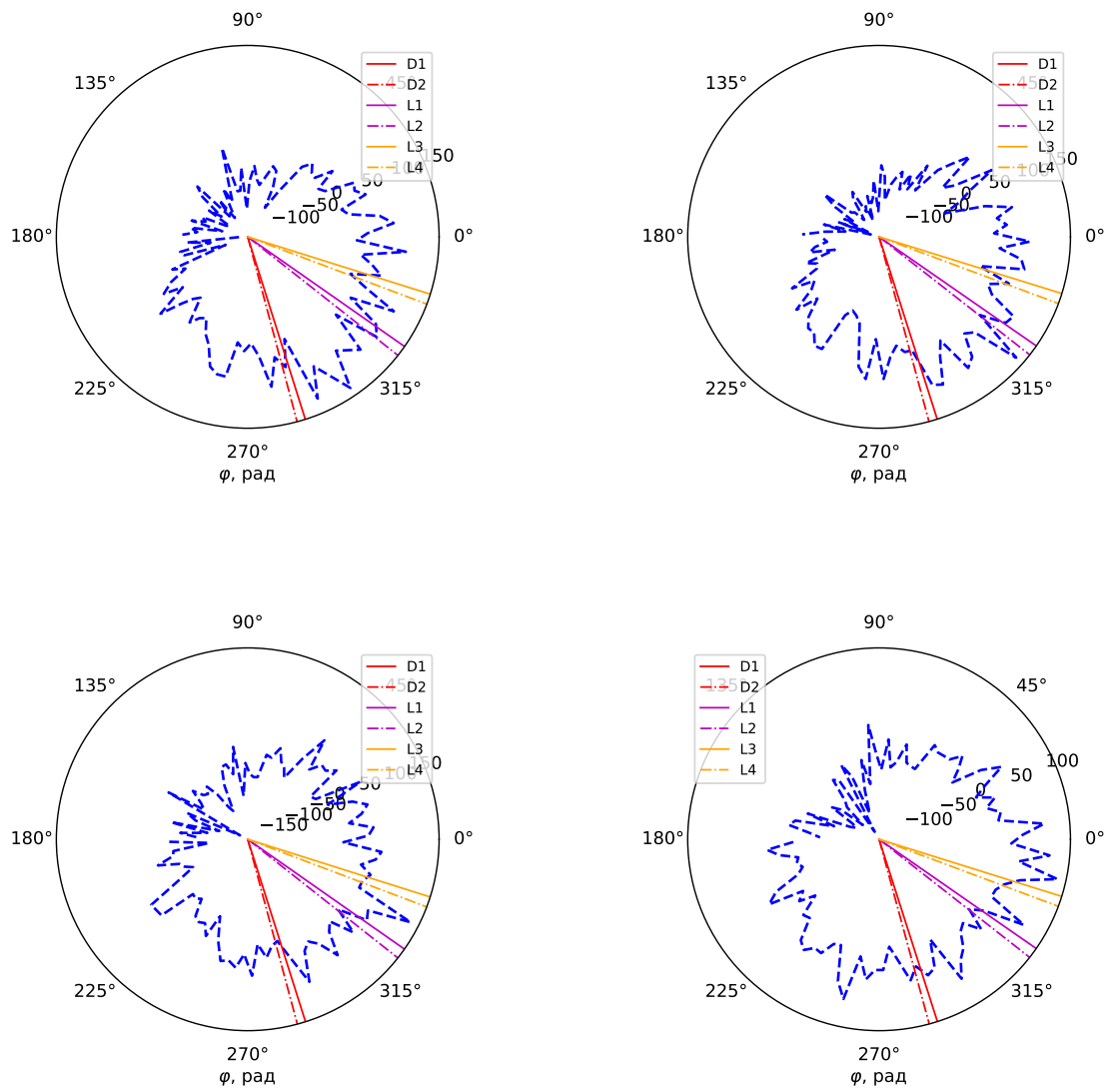


Рис. 23: Двумерная плотность распределения для AD из EH4.

Очевидно, что $\chi_{poly}^2 < \chi_{const}^2$. Тогда

$$\sqrt{\chi_{const}^2 - \chi_{poly}^2} = \sqrt{\Delta\chi^2} \quad (20)$$

можно интерпретировать как число стандартных отклонений, с которыми мы отвергаем гипотезу независимости углового распределения от направления. Ниже приведены полученные значения вышеописанных величин для каждого из детекторов.

AD	χ_{poly}^2	χ_{const}^2	$\sqrt{\Delta\chi^2}$
1	106.01	1387.69	35.8
2	92.46	1614.19	39.0
3	105.55	2475.19	48.7
4	89.91	526.80	20.9
5	96.11	611.33	22.7
6	117.77	432.16	17.7
7	77.24	348.38	16.5
8	76.90	1950.05	43.3

Таблица 3: Значения χ_{poly}^2 , χ_{const}^2 , $\sqrt{\Delta\chi^2}$ для каждого детектора.

Если просуммировать χ^2 по детекторам для каждой модели и вычислить общий $\sqrt{\Delta\chi^2}$, получится значение 92,6 — число стандартных отклонений, при котором мы отвергаем нашу гипотезу. Таким образом, гипотеза о независимости углового распределения от направления прилета антинейтрино исключена.

Часть IV

Блуждание нейтрона

7 Представление и анализ результатов

7.1 Введение

Как уже было сказано в пункте 5.2, после рождения, в течение около 10 мкс, нейтрон испытывает 10-20 столкновений, теряя часть своей энергии при каждом соударении. В результате этого довольно быстро происходит термализация, а затем и захват нейтронов ядром гадолиния или водорода.

Несмотря на то, что нейтрон преимущественно вылетает вперёд, возникает вопрос: какова вероятность того, что он сохранит направление антинейтрино после многократных рассеяний? Логично предположить, что направление прилёта антинейтрино будет несколько "размываться", но как сильно? Возможно, именно этот эффект будет играть ключевую роль в выделении взаимодействий антинейтрино от заданного источника от других событий при низкой статистике.

7.2 Учёт моделирования

Для получения информации о блуждании нейтрона можно обратиться к моделированному методом Монте-Карло (МК) данным Data Bay (весь предыдущий анализ был осуществлен на основе данных по реконструкции).

В МК наборе есть данные на уровне генерации частиц, где мы знаем в какой точке произошло взаимодействие, какие частицы родились, и какие у них импульсы. Также мы знаем как рассеивались рожденные частицы (в нашем случае, позитрон и нейтрон) перед тем как были захвачены. Потом, после захвата родились фотоны МэВных энергий, превратились в фотоны с низкими энергиями порядка 3 эВ, наконец, какие-то из них достигли ФЭУ и дали сигнал из фотоэлектронов (ф.э.). Процесс реконструкции стартует с набора ф.э. и, основываясь на своих алгоритмах, пытается определить точку рождения фотонов, которые дали эти ф.э. Такие переменные называются реконструированными. Реконструированная вершина и симулированная вершина в общем могут не совпадать. Сравнение реконструированных переменных с симулированными позволяет нам учесть эффекты моделирования при анализе настоящих данных.

Определим

$$\cos \alpha = (\vec{n}_{sim}, \vec{n}_{rec}) \quad (21)$$

как косинус угла между реконструированным \vec{n}_{rec} и симулированным \vec{n}_{sim} единичными векторами смещения нейтрона относительно позитрона. Его

распределение (рис. 24) будет напрямую давать нам информацию о взаимной ориентации векторов \vec{n}_{rec} и \vec{n}_{sim} в пространстве.

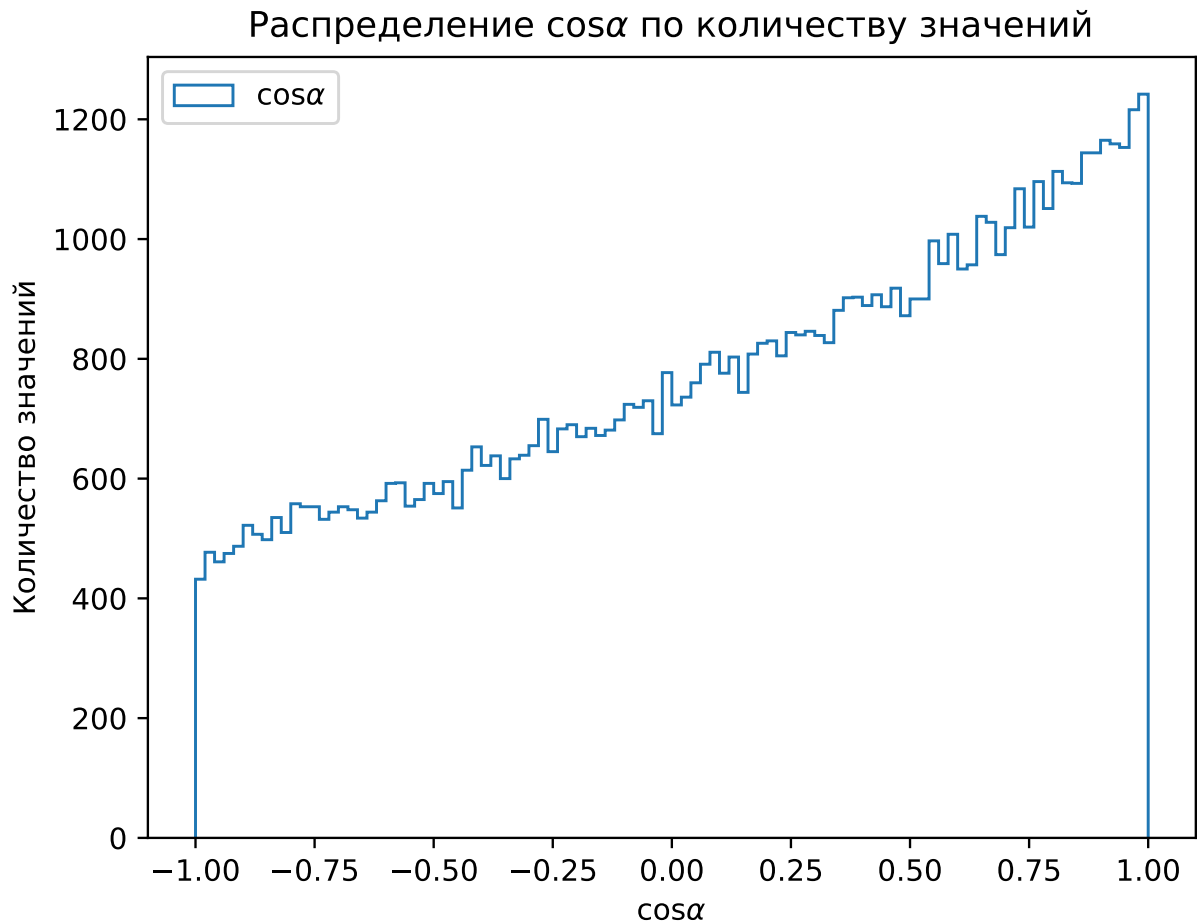


Рис. 24: *Распределение $\cos\alpha$ по количеству значений.*

Наблюдается пик в единице, что говорит о том, что угол между реконструированными и симулированными векторами преимущественно равен нулю, а значит направление прилета антинейтрино в большинстве случаев будет сохраняться. Однако также достаточно большое число событий имеет обратное направление, что не может не настораживать.

Информацию о столкновениях нейтрона может дать не только направление вектора \vec{r}_{ne+} (15), но и его модуль. Построим распределения длины для этого вектора, как реконструированного, так и моделированного (рис. 25). Средняя длина реконструированного вектора почти в 7 раз больше длины симулированного, что также хорошо объясняется блужданием нейтрона: множественные столкновения, учитываемые в моделировании, не дают нейтрону беспрепятственно далеко улететь от точки рождения.

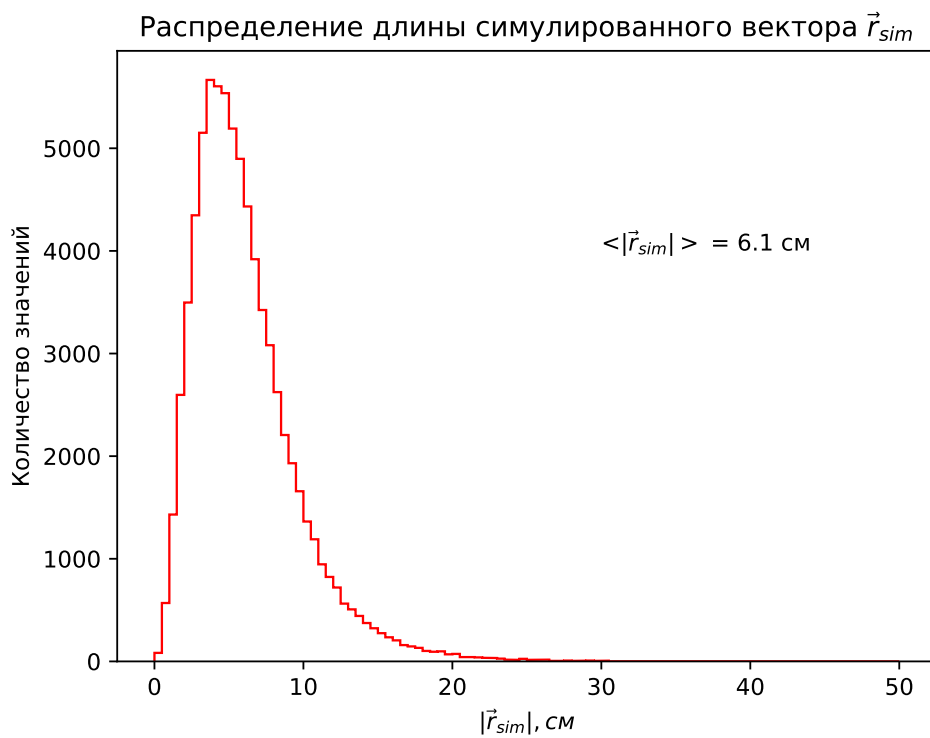
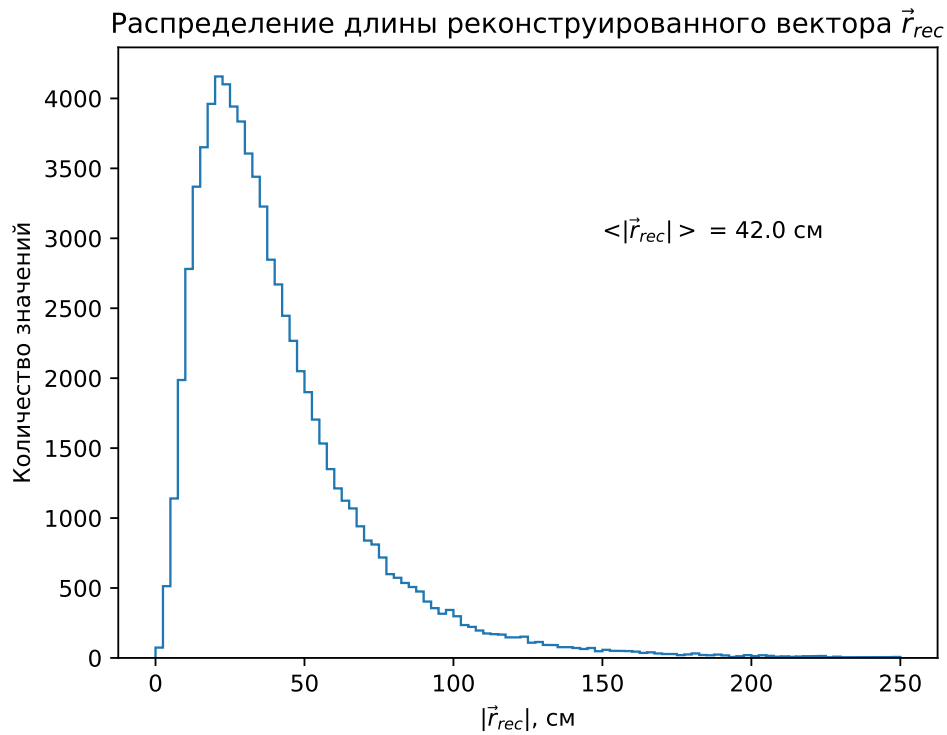


Рис. 25: Распределение длины реконструированного и симулированного векторов \vec{r}_{ne+} по количеству значений.

Построение \vec{n}_{sim} в 3D показывает, что все события действительно преимущественно направлены вдоль одной оси (рис. 26).

Симулированный вектор \vec{n}_{sim} в 3D

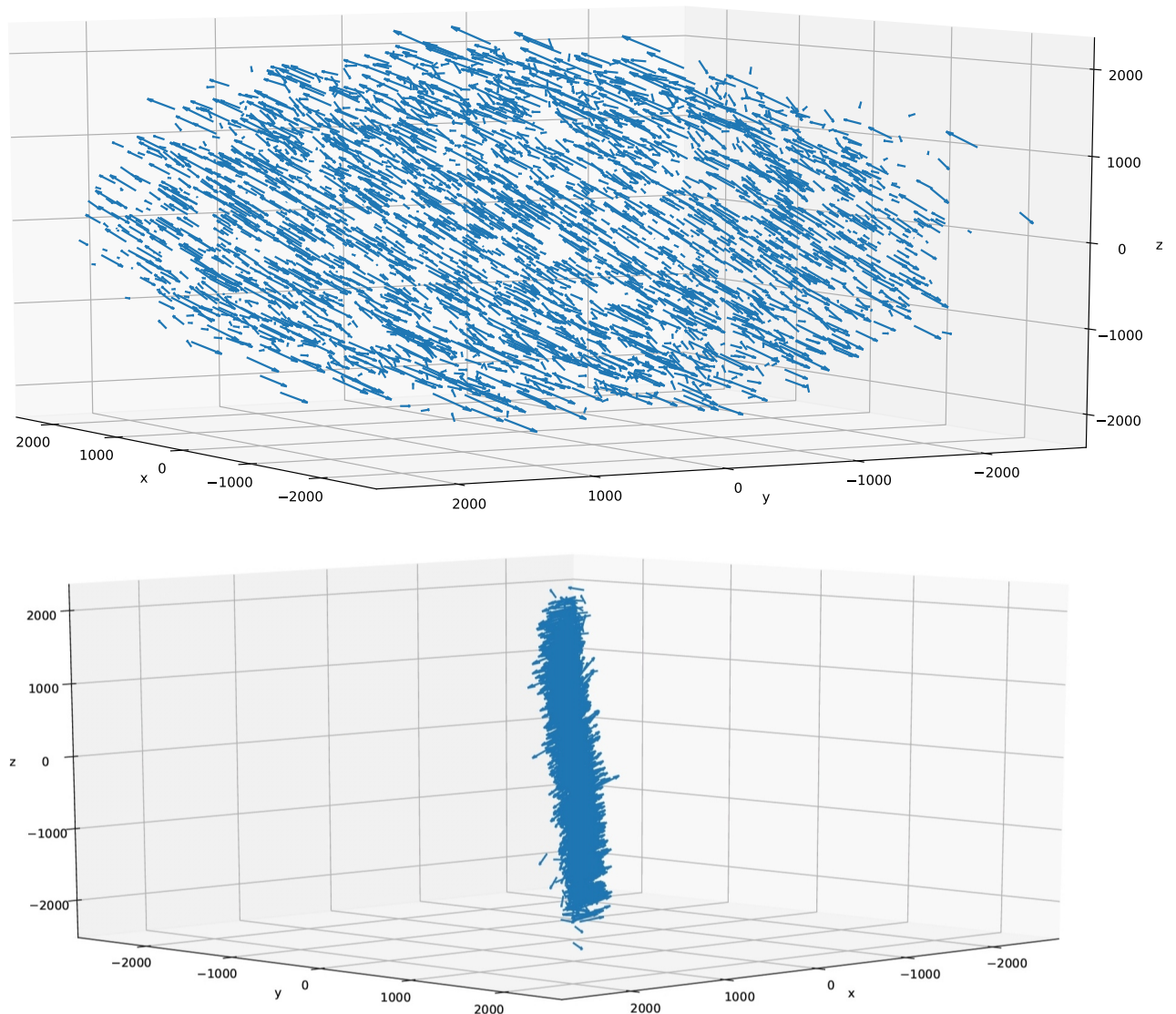


Рис. 26: Вектор \vec{n}_{sim} в 3D.

7.3 Программное обеспечение для анализа симулированных данных эксперимента Daya Bay

Обработка и анализ данных по моделированию осуществлялись в 3 этапа:

- 1) Использование ПО NuWA [30] для первичной обработки МК данных и их конвертирования в root-файлы.
- 2) Обработка root-файлов при помощи одноименного пакета ROOT.
- 3) Анализ полученных данных с использованием ПО, написанного на языке Python.

Часть V

Теоретическое описание

8 Реакторная модель

8.1 Проекция углов вылета нейтрона на плоскость XY

Направление вылета нейтрона характеризуется его азимутальным углом φ и зенитным углом θ . Эти два угла задают конус в пространстве, θ — его растрор, φ — точку (положение нейтрона) на окружности. Проекция сегмента $(\theta, \theta + d\theta), (\varphi, \varphi + d\varphi) \rightarrow (\lambda, \lambda + d\lambda)$, где λ — угол, однозначно задающий направление вылета нейтрона в плоскости XY, весьма важна в рамках данной задачи, поэтому получим выражение для λ через φ и θ .

Начнём с рассмотрения самого общего случая, когда некоторые углы α и β задают положение конуса в пространстве (рис. 27).

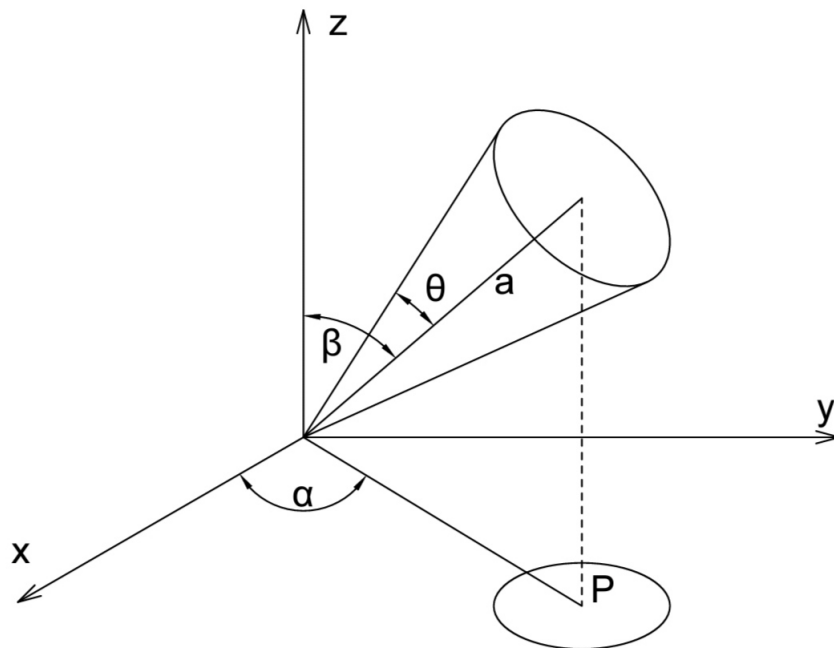


Рис. 27: Проекция основания конуса из 3D на плоскость XY.

Пользуясь рисунками 27 и 28 запишем следующие соотношения:

$$PA = a \operatorname{tg} \theta \quad (22)$$

$$PB = a \operatorname{tg} \theta \cos \beta \quad (23)$$

$$OP = a \sin \beta. \quad (24)$$

Вектор \vec{OP} есть

$$\vec{OP} : (a \cos \alpha \sin \beta, a \sin \alpha \sin \beta). \quad (25)$$

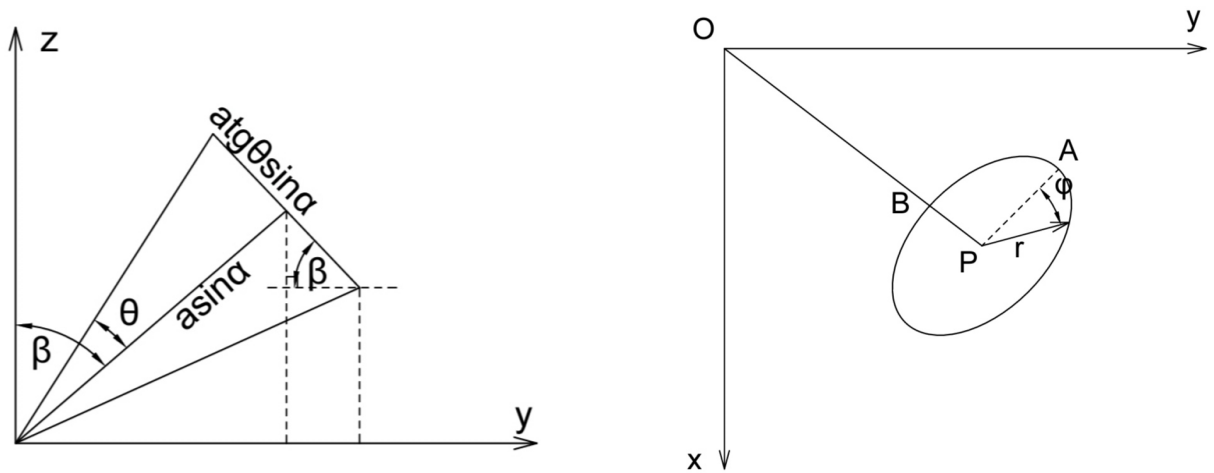


Рис. 28: Проекция на оси ZY и XY соответственно.

Вектор, задающий положение точки на эллипсе:

$$\vec{r} = \vec{PA} \cos \varphi + \vec{PB} \sin \varphi \quad (26)$$

Искомый угол λ :

$$\lambda = \angle(\vec{OP}, (\vec{OP} + \vec{r})) \quad (27)$$

Тогда его косинус есть

$$\cos \lambda = \frac{\vec{OP}(\vec{OP} + \vec{r})}{|\vec{OP}| |(\vec{OP} + \vec{r})|} = \frac{OP^2 + (\vec{OP}, \vec{r})}{|\vec{OP}| |(\vec{OP} + \vec{r})|} \quad (28)$$

Рассмотрим упрощенный случай, когда детектор и реактор находятся на одном уровне ($\alpha = 0$) и направим ось конуса вдоль оси X ($\beta = \frac{\pi}{2}$) (рис. 29).

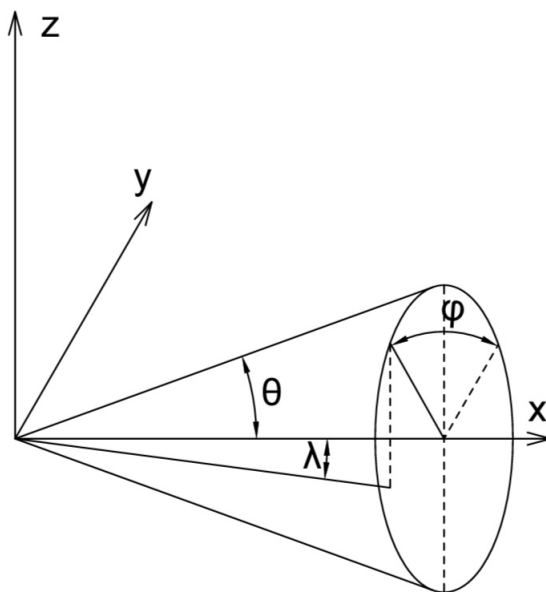


Рис. 29: Упрощенный геометрический случай.

Тогда

$$\overrightarrow{PA} = (0, a \operatorname{tg} \theta) \quad (29)$$

$$\overrightarrow{PB} = (a \operatorname{tg} \theta \cos \beta, 0) \quad (30)$$

$$\overrightarrow{OP} = (a \sin \beta, 0) \quad (31)$$

$$\vec{r} = (a \operatorname{tg} \theta \cos \beta \sin \varphi, a \operatorname{tg} \theta \cos \varphi) \quad (32)$$

$\beta = \frac{\pi}{2}$:

$$PB = (0, 0) \quad (33)$$

$$OP = (a, 0) \quad (34)$$

$$\vec{r} = (0, a \operatorname{tg} \theta \cos \varphi) \quad (35)$$

$$\cos \lambda = \frac{a^2}{a\sqrt{a^2 + a^2 \operatorname{tg}^2 \theta \cos^2 \varphi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta \cos^2 \varphi}} \quad (36)$$

$$\cos \lambda = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}} \quad (37)$$

Рассмотрим частные случаи. При вылете нейтрона вертикально вверх ($\varphi = 90^\circ$), проекция на горизонтальную плоскость будет равна нулю независимо от угла θ , а случае вылета строго вперёд ($\varphi = 0^\circ$), проекция будет принимать то же значение, что и θ . Проверим, так ли это:

$$\cos \lambda = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 90^\circ}} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + 0}} = 1 \Rightarrow \lambda = 0. \quad (38)$$

$$\cos \lambda = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 0^\circ}} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta}} = \frac{\cos \theta}{1} = \cos \theta \Rightarrow \lambda = \theta. \quad (39)$$

Преобразуем выражение (37) в более компактный вид. Из (36) получим:

$$\operatorname{tg}^2 \theta \cos^2 \varphi = \frac{1}{\cos^2 \lambda - 1} = \operatorname{tg}^2 \lambda \quad (40)$$

$$\cos^2 \varphi = \frac{\operatorname{tg}^2 \lambda}{\operatorname{tg}^2 \theta} \Rightarrow \operatorname{tg} \theta = \pm \frac{\operatorname{tg} \lambda}{\cos \varphi} \quad (41)$$

Физическая интерпретация знака \pm заключается в том, что проекции симметрично (относительно Ox) взятых на окружности точек, будут равны (равные по модулю и противоположные по знаку φ будут давать одинаковые λ).

8.2 Предсказание числа событий

Направление прилёта антинейтрино от реактора \vec{R}_c в детектор \vec{R}_d определяют единичные векторы

$$\hat{n}_\nu = \vec{R}_d - \vec{R}_c = (\sin \theta_\nu \cos \varphi_\nu, \sin \theta_\nu \sin \varphi_\nu, \cos \theta_\nu), \quad (42)$$

где φ_ν, θ_ν — зенитный и азимутальный углы, задающие положение нейтрино в пространстве.

Направление вылета позитрона задается как

$$\hat{n}_e = (\sin \theta_e \cos \varphi_e, \sin \theta_e \sin \varphi_e, \cos \theta_e), \quad (43)$$

где φ_e, θ_e — аналогичные углы для позитрона.

Плотность числа событий $f(x) \propto \frac{d\sigma}{dx}$ есть

$$f(x) = f(\hat{n}_\nu \hat{n}_e) = f(\theta_e, \varphi_e | \theta_\nu, \varphi_\nu), \quad (44)$$

где

$$x = \sin \theta_\nu \sin \theta_e \cos(\varphi_\nu - \varphi_e) + \cos \theta_\nu \cos \theta_e. \quad (45)$$

Так как наибольшую неоднородность в восстановление направления вносит азимутальный угол, то требуется получить плотность $f(\varphi_e | \theta_\nu, \varphi_\nu)$:

$$f(\varphi_e | \theta_\nu, \varphi_\nu) = \int_{-1}^1 d\cos\theta_e f(\theta_e \varphi_e | \theta_\nu, \varphi_\nu) = \int_{-1}^1 d\cos\theta_e N \frac{d\sigma}{dx} \Big|_{x=\hat{n}_\nu \hat{n}_e}, \quad (46)$$

где N — нормировка.

Число событий в детекторе от одного реактора:

$$\frac{dN_{dc}}{d\varphi_e}(E_\nu) = \frac{\Phi_c}{4\pi R_{dc}^2} P_{sur}(E_\nu, R_{dc}) T N_p^d f(\varphi_e | \theta_\nu, \varphi_\nu), \quad (47)$$

где Φ_c — поток антинейтрино, R_{dc} — расстояние между реактором и детектором, P_{sur} — вероятность "выживания"¹⁸ нейтрино, N_p^d — число протонов в мишени детектора, T — время работы реактора.

Уравнение (47) можно переписать в виде

$$\frac{dN_{dc}}{d\varphi_e}(E_\nu) = K \frac{f(\varphi_e | \theta_\nu, \varphi_\nu)}{R_{dc}^2}, \quad (48)$$

где

$$K \equiv \frac{\Phi_c}{4\pi} P_{sur}(E_\nu, R_{dc}) \sigma_{IBD}(E) N_p^d T \quad (49)$$

¹⁸Имеется ввиду вероятность избежать осцилляций.

— константа, объединяющая в себе все постоянные величины формулы (47).

Для получения угловых распределений аналогичных предыдущему анализу (рис. 13), требуется разбить $\varphi_e \in [0, 2\pi]$ на M бинов, $\varphi_m = m\Delta\varphi = m\frac{2\pi}{M}$, $m = \overline{0, M-1}$

$$N_{dc}^m = \int_{\varphi_m}^{\varphi_{m+1}} \frac{dN_{dc}}{d\varphi_e} d\varphi_e = K \int_{\varphi_m}^{\varphi_{m+1}} \frac{f(\varphi_e|\theta_\nu\varphi_\nu)}{R_{dc}^2} d\varphi_e \approx K\Delta\varphi \frac{f(\varphi_m|\theta_\nu\varphi_\nu)}{R_{dc}^2} \quad (50)$$

и затем просуммировать значения по всем реакторам для каждого бина

$$N_d^m = \sum_c N_{dc}^m. \quad (51)$$

Ожидаем увидеть распределение, в котором максимум будет приходиться на бин, соответствующий ближайшему реактору. Так как эффект сильно зависит от энергии антинейтрино, то разумно будет построить несколько гистограмм в разных интервалах по видимой энергии.

Дальнейшие задачи и цели

Следующие задачи и цели планируется решить и реализовать в аспирантуре.

- Построение угловых распределений на основе моделированных данных.
- Высокоточный учет блуждания нейтрона.
- Анализ большей статистики.
- Написание коллаборационной статьи.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Убедительно показано, что чувствительность к направлению прилёта антинейтрино действительно есть в каждом из восьми детекторов экспериментальной установки. Соответствующие распределения отвечают более высокому статистическому уровню достоверности по сравнению с ранее опубликованными результатами экспериментов KamLAND и Double Chooz.
2. Предложен метод для реконструкции направления прилёта антинейтрино.
- 3) Продемонстрировано влияние эффекта блуждания нейтрона на реконструкцию направления прилёта антинейтрино.
4. Построена теоретическая модель, которая позволит в дальнейшем завершить работу по анализу моделирования.
5. Разработано ПО для обработки и анализа данных эксперимента Daya Bay.

Список использованных обозначений и сокращений

ACU automated calibration unit — автоматическая калибровочная система.

AD antineutrino detector — детектор антинейтрино.

DONUT Direct Observation of the Nu Tau — нейтринный эксперимент.

GPS Global Positioning System — спутниковая система навигации.

IWS inner water shield — внутренний водяной буфер.

LED light-emmitting diode — светодиод.

LS hall жидкосцинтилляционный холл.

OAV outer acrylic vessel — внешний акриловый контейнер.

OWS outer water shield — внешний водяной буфер.

PDG Particle Data Group — международная коллаборация, которая собирает и повторно анализирует опубликованные результаты, относящиеся к свойствам частиц и фундаментальным взаимодействиям.

PWR pressurized water reactor — ядерный реактор, в качестве замедлителя нейтронов в котором используется вода под давлением.

SAB surface assembly building — сборочный цех на поверхности.

SSV stainless steel vessel — сосуд из нержавеющей стали.

АЭС атомная электростанция.

Бк Беккерель — единица измерения активности радиоактивного источника. Один беккерель определяется как активность источника, в котором за одну секунду происходит в среднем один радиоактивный распад.

ГВт гигаватт.

ЖС жидкий сцинтиллятор.

ККМ унитарная матрица смешивания кварков Кабиббо — Кобаяши — Маскавы, которая содержит информацию о силе слабых распадов, изменяющих аромат.

МК метод Монте-Карло.

ММ минеральное масло.

МэВ мегаэлектронвольт.

ОБР обратный бета-распад.

ОЯТ отработавшее ядерное топливо.

ПМНС унитарная матрица смешивания нейтрино в физике элементарных частиц, получила свое название в честь Б. М. Понтекорво, в 1957 году впервые рассмотревшего смешивание нейтрино, и З. Маки, М. Накагавы и С. Сакаты, сделавших это в 1962 году [31].

ПО программное обеспечение.

РПК resistive plate chamber (RPC) — резистивная плоская камера.

ФЭУ фотоэлектронный умножитель.

мкс микросекунда.

ф.э. фотоэлектрон.

Список литературы

- [1] Abe Shingo. Directional measurement of anti-neutrinos with KamLAND // PoS. 2006. Т. PD07. с. 047.
- [2] Abe Y. [и др.]. First Measurement of θ_{13} from Delayed Neutron Capture on Hydrogen in the Double Chooz Experiment // Phys. Lett. 2013. Т. B723. С. 66–70.
- [3] Cowan C. L., Reines F. Neutrino magnetic moment upper limit // Phys. Rev. 1957. Т. 107. С. 528–530.
- [4] Kodama K. [и др.]. Final tau-neutrino results from the DONuT experiment // Phys. Rev. 2008. Т. D78. с. 052002.
- [5] Vogel P., Beacom John F. Angular distribution of neutron inverse beta decay, anti-neutrino(e) + p \rightarrow e+ + n // Phys. Rev. 1999. Т. D60. с. 053003.
- [6] Cabibbo Nicola. Unitary Symmetry and Leptonic Decays // Phys. Rev. Lett. 1963. Jun. Т. 10. С. 531–533. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.10.531>.
- [7] A Clean, bright, and versatile source of neutron decay products / D. Dubbers, H. Abele, S. Baessler [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. 2008. Т. A596. С. 238–247.
- [8] Serebrov A. [и др.]. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating // Phys. Lett. 2005. Т. B605. С. 72–78.
- [9] Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II / A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach [и др.] // Phys. Lett. 2010. Т. B693. С. 221–226.
- [10] Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in a reanalysis of the Mambo I neutron-lifetime experiment / A. Steyerl, J. M. Pendlebury, C. Kaufman [и др.] // Phys. Rev. 2012. Т. C85. с. 065503.
- [11] Nakamura K. [и др.]. Review of particle physics // J.Phys. 2010. Т. G37. с. P. 075021.
- [12] Beringer J. [и др.]. Review of particle physics (RPP) // J.Phys. 2012. Т. D86. с. P. 010001.

- [13] Olive K. A. [и др.]. Review of particle physics (RPP) // J.Phys. 2014. Т. С38. с. Р. 090001.
- [14] Patrignani C. [и др.]. Review of particle physics (RPP) // Chin. Phys. 2016. Т. С40. с. Р. 100001.
- [15] Huber Patrick. On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors // Phys. Rev. 2011. Т. С84. с. 024617. [Erratum: Phys. Rev.С85,029901(2012)].
- [16] И. Копейкин В. Поток и спектр антинейтрино ядерного реактора // Ядерная Физика. 2012. Т. 75. с. 165.
- [17] Ziang C. Statistical Issues in Reactor Neutrino Experiments // PHYSTAT-ну.
- [18] Kopeikin V., Mikaelyan L., Sinev V. Antineutrino background from spent fuel storage in sensitive searches for θ_{13} at reactors // Phys. Atom. Nucl. 2006. Т. 69. С. 185–188.
- [19] [et al.] B. Zhou. A study of antineutrino spectra from spent nuclear fuel at Daya Bay // Chin.Phys. 2012. Т. С36. С. 1–5.
- [20] Improved measurement of electron antineutrino disappearance at Daya Bay / F. P. An, Q. An, J. Z. Bai [и др.] // Chinese Physics C. 2013. Jan. Т. 37, № 1. с. 011001. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/37/1/011001>.
- [21] An F. P. [и др.]. The Detector System of The Daya Bay Reactor Neutrino Experiment // Nucl. Instrum. Meth. 2016. Т. А811. С. 133–161.
- [22] Beriguete Wanda [и др.]. Production of a gadolinium-loaded liquid scintillator for the Daya Bay reactor neutrino experiment // Nucl. Instrum. Meth. 2014. Т. А763. С. 82–88.
- [23] Liu J. [и др.]. Automated calibration system for a high-precision measurement of neutrino mixing angle θ_{13} with the Daya Bay antineutrino detectors // Nucl. Instrum. Meth. 2014. Т. А750. С. 19–37.
- [24] An F. P. [и др.]. The muon system of the Daya Bay Reactor antineutrino experiment // Nucl. Instrum. Meth. 2015. Т. А773. С. 8–20.
- [25] An F. P. [и др.]. A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors // Nucl. Instrum. Meth. 2012. Т. А685. С. 78–97.
- [26] An F. P. [и др.]. Spectral measurement of electron antineutrino oscillation amplitude and frequency at Daya Bay // Phys. Rev. Lett. 2014. Т. 112. с. 061801.

- [27] Abe Y. [и др.]. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector // JHEP. 2014. Т. 10. с. 086. [Erratum: JHEP02,074(2015)].
- [28] An F. P. [и др.]. Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay // Chin. Phys. 2013. Т. C37. с. 011001.
- [29] Gomez H. Neutrino Directionality with Double Chooz: Latest Results // Neutrino Geoscience.
- [30] DayaBay Collaboration. Nuwa Trac. 2015. URL: <http://dayabay.ihep.ac.cn/tracs/dybsvn>.
- [31] Maki Ziro, Nakagawa Masami, Sakata Shoichi. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles // Progress of Theoretical Physics. 1962. Т. 28, № 5. с. 870. URL: + <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.28.870>.