

МОСКОВСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет
Кафедра физики элементарных частиц

Реконструкция прилета антинейтрино
от ядерного реактора

Курсовая работа студента 213 группы
Стрижа Михаила Александровича

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., зам. дир. ЛЯП ОИЯИ, НАУМОВ Д.В.

Заведующий кафедрой:
академик РАН МАТВЕЕВ В.А.

Москва
2017 г.

Содержание

1	Введение	2
2	Обратный бета-распад	4
2.1	Сечение реакции обратного бета-распада	4
2.2	Время жизни нейтрона	6
3	Электронные антинейтрино от ядерного реактора	7
3.1	Реакторы в Daya Bay	7
3.2	Источники антинейтрино	7
3.3	Отработавшее ядерное топливо	8
4	Эксперимент Daya Bay	9
4.1	Введение	9
4.2	Детектор антинейтрино	10
4.3	Калибровочная система	13
4.4	Система мюонного вето	13
4.5	Триггерная система	15
5	Антинейтринный сигнал и оценка фона	16
5.1	Отбор событий	16
5.2	Продукты распада	17
5.3	Фон	18
6	Определение направления на источник антинейтрино	22
6.1	Основной метод	22
6.2	Программное обеспечение для анализа данных эксперимента Daya Bay	27
7	Подведение итогов работы и актуальность	28
	Список использованных обозначений и сокращений	30
	Список литературы	32

1 Введение

Данная работа посвящена изучению метода реконструкции прилета антинейтрино от ядерного реактора в реакции обратного бета-распада

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (1)$$

В исследовании использовались данные с реакторного нейтринного эксперимента Daya Bay, расположенного в Китае в одноименной бухте Южно-Китайского моря.

Нейтрино — нейтральные фундаментальные частицы, относящиеся к классу лептонов и участвующие только в слабом и гравитационном взаимодействиях. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом очень мало, в связи с чем их регистрация является весьма затруднительной. Впервые осуществить этот процесс удалось в 1956-ом году для электронного антинейтрино двум американским физикам Фредерику Райнесу и Клайду Коуэну благодаря реакции обратного бета-распада (ОБР) в жидком сцинтилляторе (ЖС) с растворенными солями кадмия [1]. 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. Третий тип — тау-нейтрино — был экспериментально открыт в 2000 году в эксперименте DONUT¹.

Примечательно, что первые предположения о существовании нейтрино были сделаны уже в 1930 году, когда ядерная физика столкнулась с проблемой возможного невыполнения закона сохранения энергии

¹DONUT [2] — англ. Direct Observation of the Nu Tau.

при бета-распаде. 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 "нейтроном" была названа другая элементарная частица, входящая в состав атомного ядра, а предсказанная Паули частица была переименована в нейтрино (уменьшительное от нейтрон).

2 Обратный бета-распад

2.1 Сечение реакции обратного бета-распада

Реакция обратного бета-распада (1), 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.

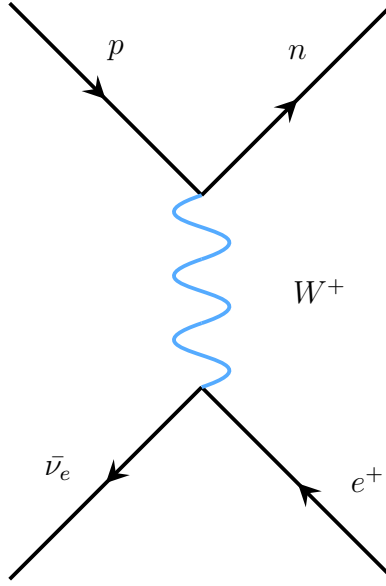


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана обратного бета-распада.

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:

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

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 [3].

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 анти-нейтрино нормировочная постоянная, включающая внутренние радиационные поправки $\Delta_{inner}^R \simeq 0.024$ и выражаемая через константу Ферми G_F , угол Кабиббо² $\cos \theta_C = 0.974$ [4] 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 $f_{p.s.}^R$ [5]:

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

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 [3]. Сечение ОБР, проинтегрированное по $\cos \theta$ представлено на рисунке 2.

²Угол смешивания между двумя поколениями кварков в матрице ККМ.

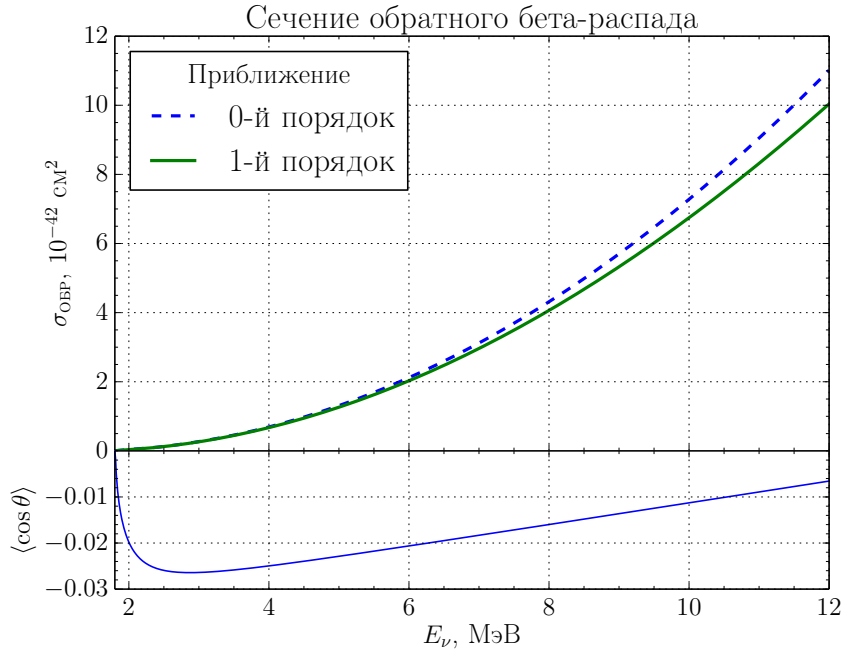


Рис. 2: Сечение ОБР как функция энергии нейтрино в нулевом и первом порядках разложения по $1/M$. Зависимость среднего косинуса угла вылета позитрона от энергии.

2.2 Время жизни нейтрона

Как видно из (7), нормировка сечения напрямую зависит от времени жизни нейтрона. В 2005 году были пересмотрены систематические погрешности для τ_n в связи с вышедшей работой [6]. В ней был опубликован результат $\tau_n = 878.5 \pm 0.8$, который заметно отличался от мирового среднего значения на то время. С учетом некоторых поправок в экспериментах [7, 8] были получены новые результаты, подтверждающие работу [6]. В таблице 2 представлены усреднения измерений времени жизни нейтрона, опубликованные в PDG в различные годы в разное время [9–12].

Год	$\tau_n, \text{ с}$
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 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 [13].

Каждая станция использует реактор с водой под давлением (PWR³) 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.

3.2 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 быстрых⁴ (^{238}U) и тепловых⁵ (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 мал и в дальнейшем не рассматривается.

³PWR — англ. pressurized water reactor.

⁴нейтроны, кинетическая энергия которых превышает 0.1 МэВ.

⁵нейтроны, кинетическая энергия которых близка к 0.025 эВ.

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 [14, 15], однако лишь четверть из рожденных антинейтрино имеют энергию выше порога реакции обратного бета-распада (1) 1.8 МэВ.

3.3 Оработавшее 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) [16]. 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 распады изотопов ^{106}Rh , ^{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 [16, 17].

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 [16].

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.

4 Эксперимент Daya Bay

4.1 Введение

Эксперимент Daya Bay расположен в 52 км к северу от Гонконга, на участке, находящимся 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.

Экспериментальная установка представляет из себя восемь идентичных детекторов антинейтрино (AD⁶) 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 EH1 и EH2 около двух реакторных кластеров, а четыре других расположены в одном дальнем экспериментальном холле EH3. Реакторы АЭС Daya Bay и Ling Ao (красные кружки на рис.3) располагаются на узком прибрежном шельфе между побережьем и внутренними горами.

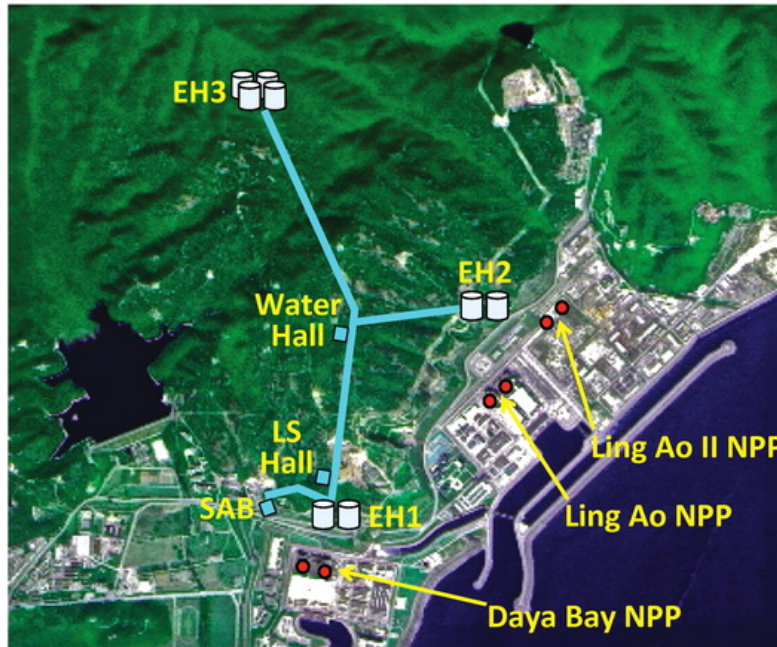


Рис. 3: Размещение эксперимента Daya Bay.

⁶AD — англ. antineutrino detector.

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 жидкосцинтилляционный 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-матрице⁷ смешивания нейтрино были измерены все параметры, кроме двух: наименьший угол смешивания θ_{13} и фаза нарушения CP-инвариантности⁸. В эксперименте Double Chooz⁹ был установлен предел для значения угла смешивания: $\sin^2 2\theta_{13} < 0.17$ [18]. 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 Детектор антинейтрино

Детектор антинейтрино (рис.4) представляет собой три вложенных концентрических цилиндра, ограничивающих три объема: мишень, улавливатель гамма-квантов и минеральное масло (ММ).

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 [19]. Сожержание гадолиния в сцинтиляторе составляет 0.1%. Водород, в большом количестве содержащийся в сцинтиляторе (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 сцинтилятору ми-

⁷ПМНС матрица — матрица Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты.

⁸Нарушение CP-инвариантности — нарушение комбинированной четности, то есть неинвариантность законов физики относительно операции зеркального отражения с одновременной заменой всех частиц на античастицы.

⁹Double Chooz — реакторный эксперимент, расположенный недалеко от поселения Chooz ("Шо") во Франции.

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

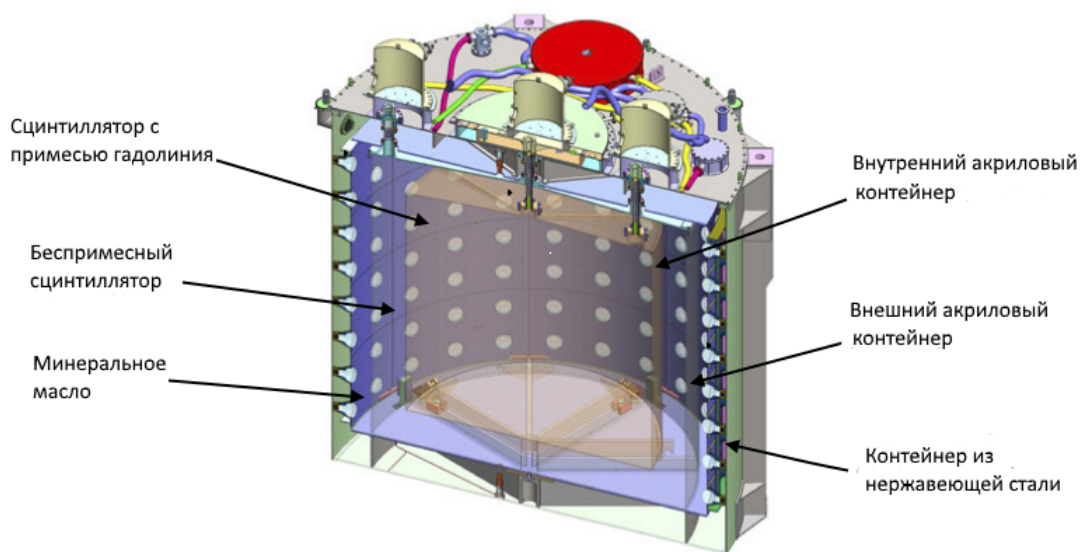


Рис. 4: Схема детектора антинейтрино.

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.

¹⁰SSV — англ. stainless steel vessel.

¹¹OAV — англ. outer acrylic vessel.

Поскольку ФЭУ в детекторе установлены только на вертикальных поверхностях, для достижения равномерности светосбора сверху и снизу ОАВ установлены два отражающих диска, диаметром 4.5 м. Три автоматические калибровочные системы (АСУ¹²) используются для развешивания радиоактивных источников (^{68}Ge , ^{60}Co и $^{241}\text{Am}^{13}\text{C}$), и светодиодов (LED¹³) через узкие тefлоновые каналы в области Гд-ЖС и ЖС (рис. 5).

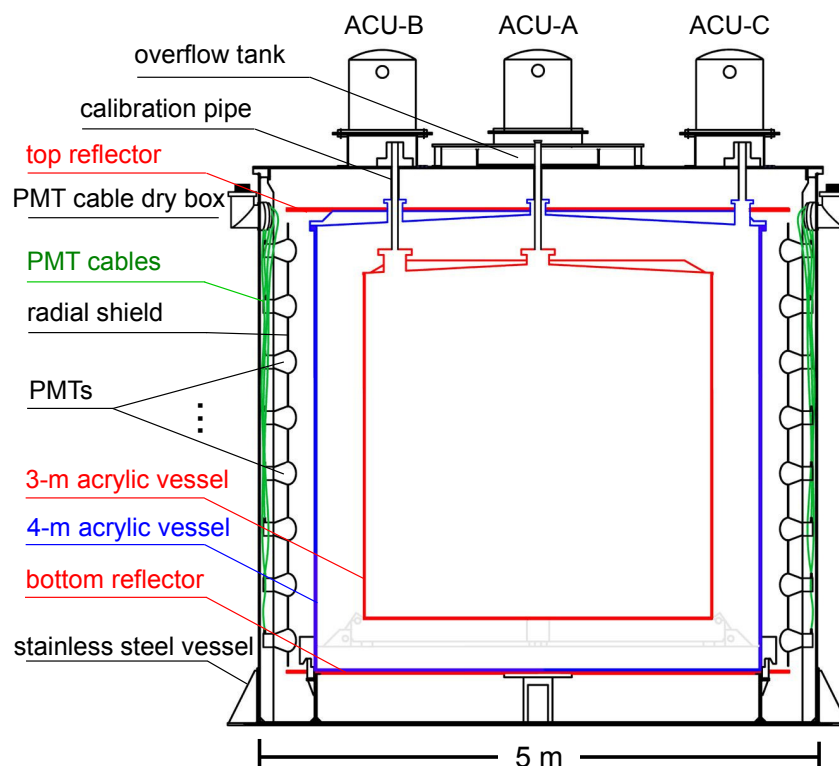


Рис. 5: Сечение детектора антинейтрино.

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 ($\sim 500\text{м}$) и дальних ($\sim 1.6\text{км}$) детекторов, чтобы минимизировать систематическую ошибку, связанную с потоком антинейтрино из реактора;

¹²АСУ — англ. automated calibration unit.

¹³LED — англ. light-emmitting diode.

- Наличие подвижных детекторов, которые могут быть взаимозаменяемыми;

Более подробно о детекторах Daya Bay можно узнать в работе [13].

4.3 Калибровочная система

Сверху детектора расположены три автоматических калибровочных устройства АСУ, предназначенных для проведения регулярных калибровок характеристик детектора [20]. Устройство содержит три элемента: LED и две запечатанные капсулы с радиоактивными источниками, каждый из которых может быть опущен в детектор независимо.

- 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 5, устройства АСУ-А и АСУ-В 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 АСУ-С 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.

4.4 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 При помощи отражающих панелей, изготовлен-

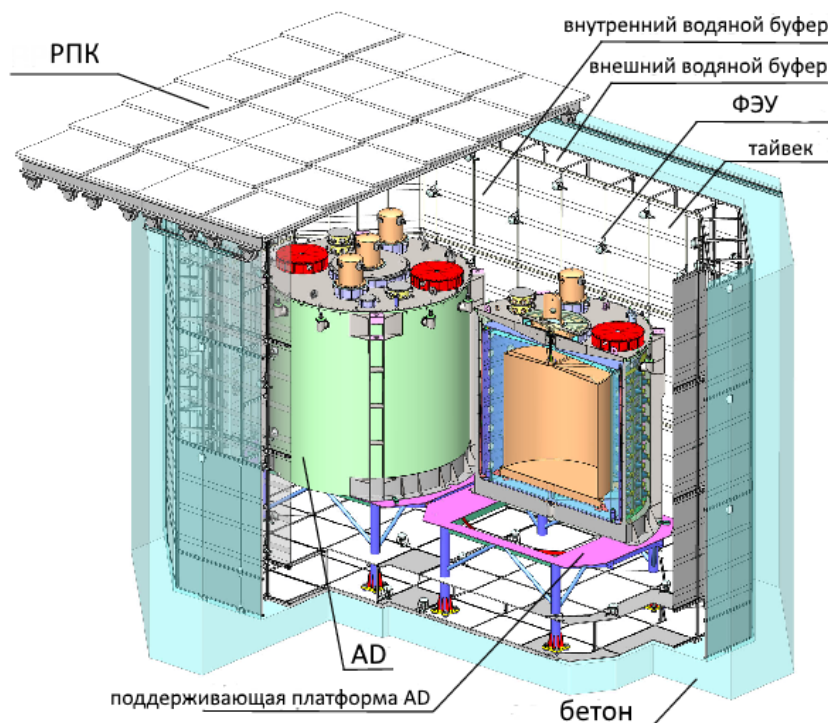


Рис. 6: Система мюонного вето эксперимента Daya Bay.

ных из тайвека¹⁵, бассейн поделен на две оптически независимые друг от друга части, в каждой из которых установлены ФЭУ (рис.6). Область в которой находятся сами детектора называется внутренним водяным буфером (IWS¹⁶). Внешний 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 [21]. 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.

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.

¹⁷OWS — англ. outer water shield.

4.5 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, в результате чего заряд каждого ФЭУ, накопленного в окне 100 нс и их временная информация сохраняется для дальнейшей обработки. Для системы мюонного вето (4.4) триггерный сигнал срабатывает при выполнении следующих условий:

- $N \geq 6$ для IWS
- $N \geq 7$ для OWS из ближних холлов и $N \geq$ 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% [22]. Сами критерии отбора подробно рассмотрены в разделе (5.1).

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 так же 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 [23]:

- 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 (4.5).

Нейтрон. Нейтроны в реакции ОБР (1) рождаются с энергией порядка 15кэВ, которую отдают среде в процессе замедления. 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. 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.

Покажем, что нейтрон всегда вылетает вперед по отношению к движению исходного антинейтрино. По закону сохранения импульса имеем:

$$\vec{p}_\nu = \vec{p}_e + \vec{p}_n. \quad (9)$$

Тогда по теореме косинусов:

$$p_e^2 = p_\nu^2 - 2p_n p_\nu \cos \theta + p_n^2, \quad (10)$$

где θ — угол между нейтроном и антинейтрино. Выражая из (10) $\cos \theta$ получаем:

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

С другой стороны, исходя из все того же выражения (9) можно записать:

$$p_\nu^2 = p_n^2 + p_e^2 - 2p_n p_e \cos \theta_{en}, \quad (12)$$

где θ_{en} — угол между нейтроном и позитроном. Подставляя значение импульса антинейтрино из (12) в (11) получаем:

$$\cos \theta = \frac{p_n - p_e \cos \theta_{en}}{p_\nu} \quad (13)$$

Таким образом, максимальный угол θ будет достигаться в том случае, когда $\cos \theta_{ne} = 0$, т.е. импульсы нейтрона и позитрона перпендикулярны [3]:

$$\cos \theta_{max} = \frac{p_n}{p_\nu} \quad (14)$$

Пренебрегая членами порядка $\frac{1}{M}$ и зная, что $p_n = \sqrt{p_\nu^2 - p_e^2}$ (треугольник прямоугольный), получаем конечное равенство, из которого в частности следует, что угол θ острый:

$$\cos \theta_{max} = \frac{\sqrt{2E_\nu \Delta - \Delta^2 + M_e^2}}{E_\nu}. \quad (15)$$

Доказать это можно и более простым способом. Воспользуемся законом сохранения энергии:

$$E_\nu + M_p = E_n + E_e \quad (16)$$

Зная, что $|\vec{p}_e| = \sqrt{E_e^2 - M_e^2}$, выражая из (16) E_e получим:

$$\sqrt{(E_\nu - \Delta - T_n)^2 - M_e^2} \leq \sqrt{(E_\nu - \Delta)^2 - M_e^2} < E_\nu - \Delta < E_\nu \quad (17)$$

Тогда в итоге исходя из формул (10) и (17) можно записать следующее:

$$p_e = \sqrt{E_\nu^2 + p_n^2 - 2E_\nu |p_n| \cos \theta_{n\nu}} < E_\nu, \quad (18)$$

из которого видно, что если $\cos \theta_{n\nu} < 0$, то неравенство (18) 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} , вычисляющийся по формуле:

$$f_{ID} = \log_{10} \left[f_{quad}^2 + \left(\frac{f_{max}}{0.45} \right)^2 \right] \quad (19)$$

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 сцинтилляторе, 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 ве-

роятности совпадения изолированных сигналов, удовлетворяющих критериям мгновенного или запаздывающего сигнала. В качестве энергетического спектра событий случайных совпадений используется измеренный спектризолированных 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 [24].

Долгоживущие изотопы ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$

Долгоживущие изотопы ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ рождаются во взаимодействиях космогенных 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 ${}^9\text{Li}$ (${}^8\text{He}$) 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, симитирует 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 [25].

6 Определение направления на источник антинейтрино

6.1 Основной метод

В моем распоряжении есть файл с экспериментальными данными, в которых указаны координаты десятков тысяч реконструированных положений позитрона и нейтрона для каждого из восьми детекторов Daya Bay. Определим вектор \vec{r} как разность между радиус-векторами (в системе координат детектора) задержанного и мгновенного сигналов:

$$\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_{e^+}. \quad (20)$$

Очевидно, что физический смысл этой величины будет заключаться в расстоянии между вспышками позитрона и нейтрона. На рисунке 7 показано распределение модуля вектора \vec{r} по количеству значений для AD1 из ЕН1. Наибольшее количество значений длины вектора приходится на

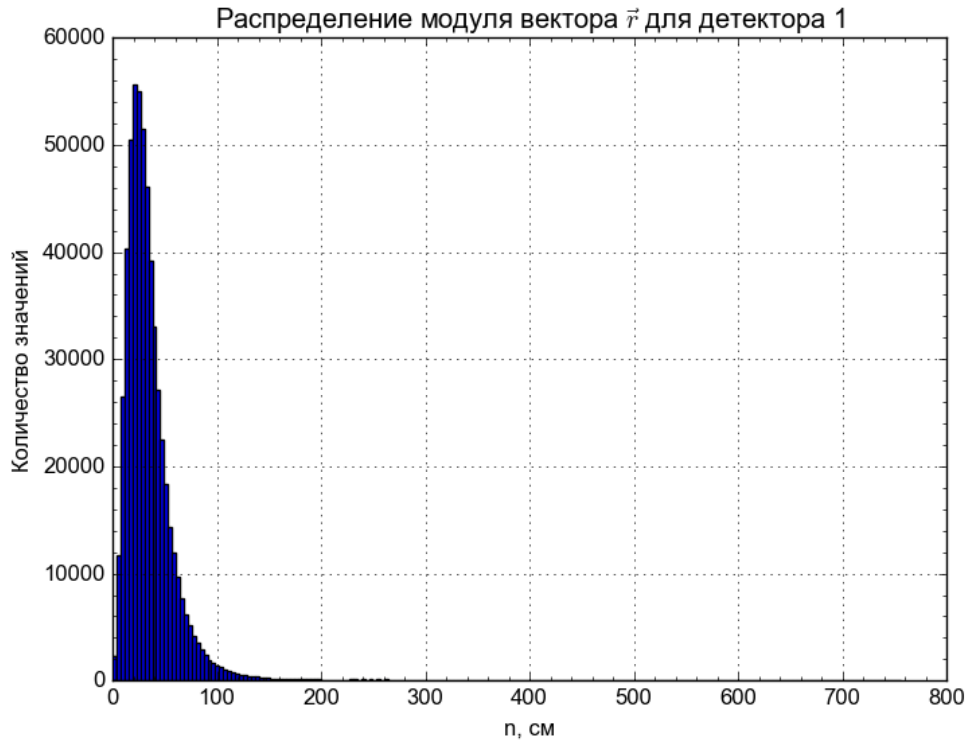


Рис. 7: Распределение модуля вектора \vec{r} .

21 см, однако среднее значение равняется примерно 37 см.

Введем азимутальный угол, который определяет направление на источник в плоскости Оху и из геометрических соображений вычисляется

по формуле:

$$\phi = \arctan \frac{r_y}{r_x} \quad (21)$$

где r_x, r_y и r_z — составляющие вектора \vec{r} (20). Этот угол вносит наибольший вклад в реконструкцию прилета антинейтрино за счет своей неоднородности для каждого из детекторов (рис.8):

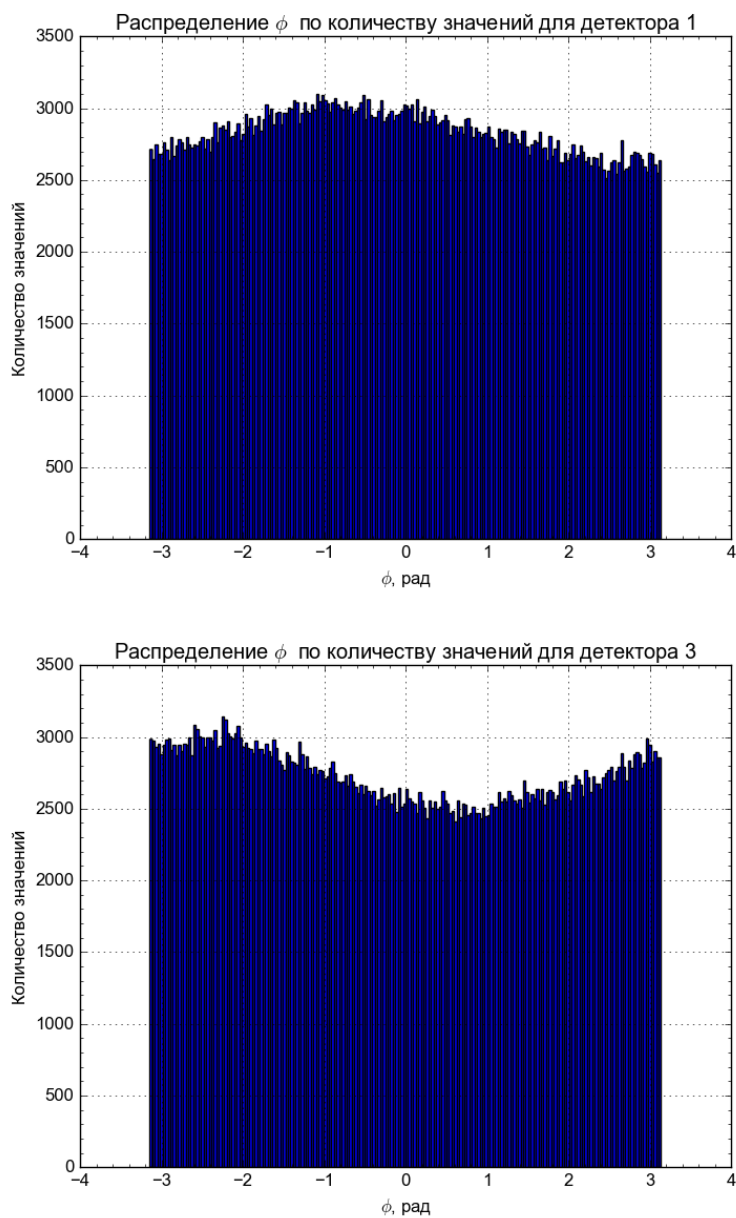


Рис. 8: Распределение ϕ по количеству значений для: а) AD1, б) AD3.

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

$$\theta = \arctan \frac{\sqrt{r_x^2 + r_y^2}}{r_z} \quad (22)$$

Хоть детекторы и расположены под землей, разница между ними и реакторами по высоте равна приблизительно 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 9:

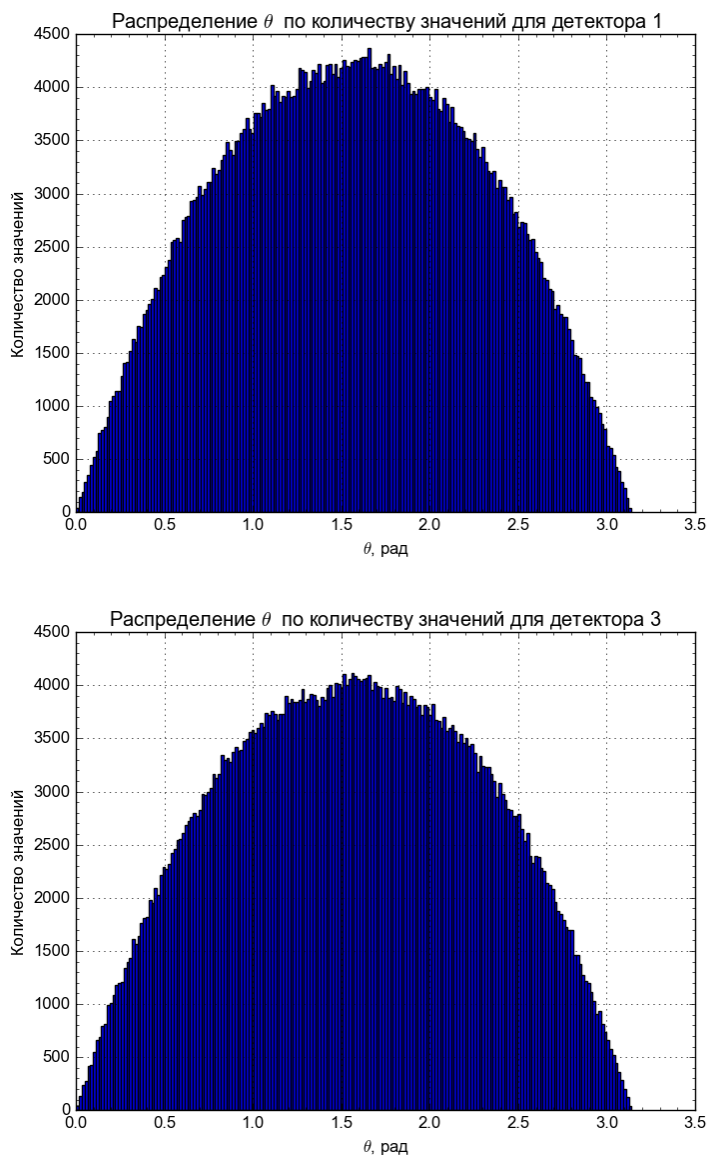


Рис. 9: Распределение θ по количеству значений для: а) AD1, б) AD3.

Логично предположить, что AD1, расположенный в EH1 рядом с реакторами 1 и 2, будет детектировать больше антинейтрино от 1-ого реактора, нежели от 5-ого. И наоборот, детекторы, располагающиеся рядом с кластером Ling Ao будут "видеть" больше антинейтрино от реакторов 3 и 4, чем от реакторов из кластера Daya Bay. Это подтверждается при построении двумерной плотности распределения (тепловой карты) по ϕ и θ , на которой для каждого из детекторов ближних холлов "тепловое пятно" будет видно более отчетливо, чем для дальнего (рис.10):

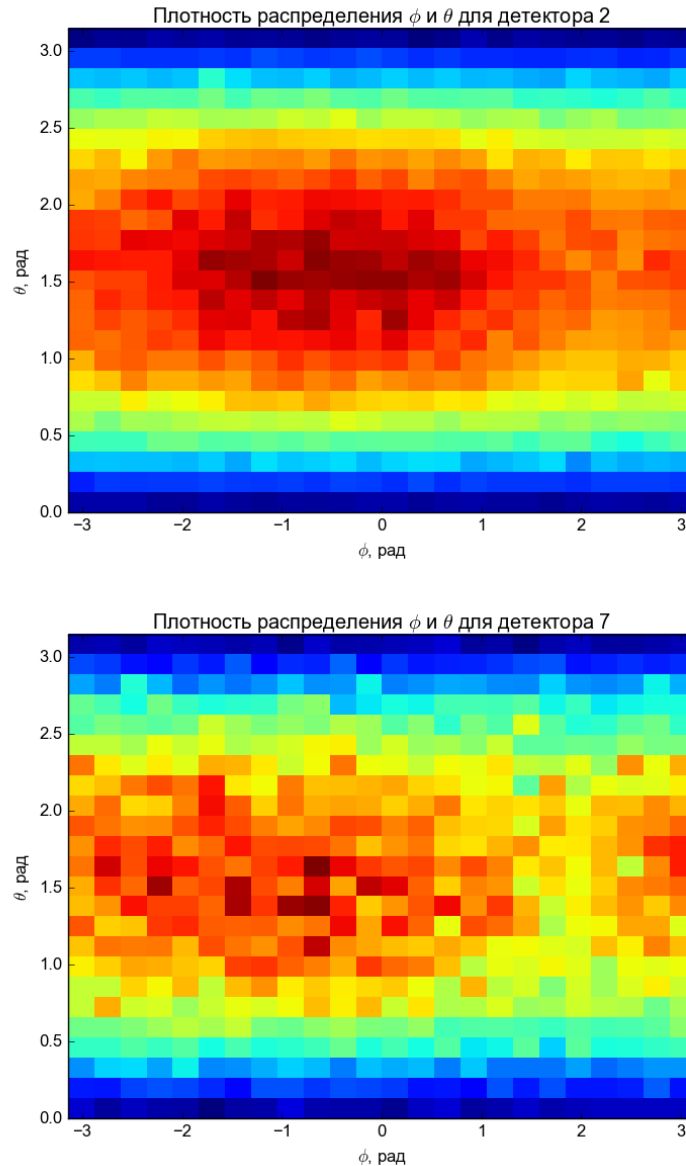


Рис. 10: Двумерная плотность распределения по ϕ и θ для: а) AD2 (ближний холл), б) AD7 (дальний холл).

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

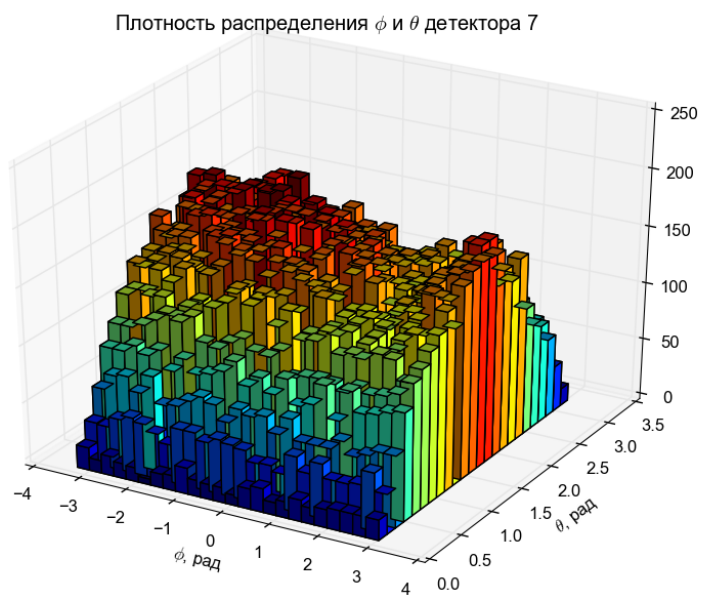
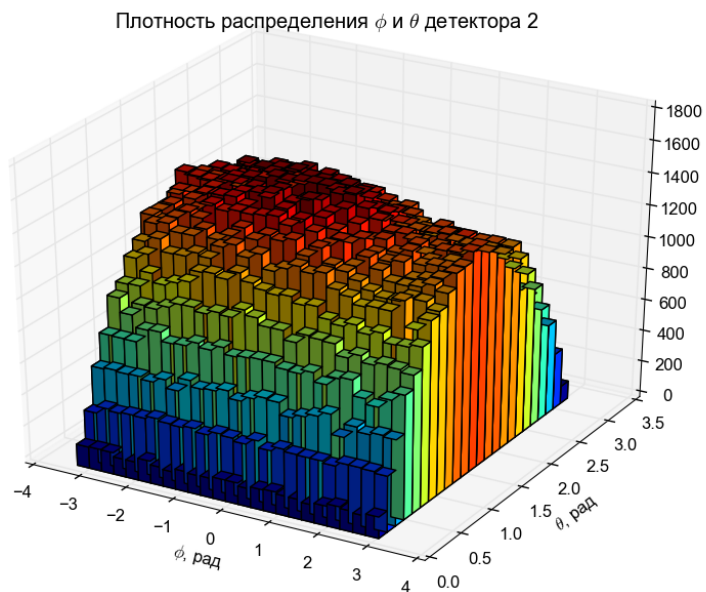


Рис. 11: Двумерная распределения по ϕ и θ в 3D для: а) AD2 (ближний холл), б) AD7 дальний холл).

6.2 Программное обеспечение для анализа данных 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.
- Построение двумерной плотности распределения (теловой карты) по ϕ и θ , как на плоскости, так и в 3D.
- Вычисление среднего значения, стандартного отклонения и дисперсии длины вектора \vec{n}_{ne} и построение его распределения для каждого детектора.

7 Подведение итогов работы и актуальность

Предложенный в работе метод реконструкции прилета антинейтрино от ядерного реактора является верным и достигается исходя из одних лишь знаний координат нейтрона и позитрона внутри детектора, что делает его весьма простым и удобным.

Помимо описанного выше метода определения направления на источник антинейтрино по азимутальным и зенитным углам в ходе работы предлагались и изучались и другие методы, такие как статистический (если взять большой набор событий для реакции ОБР (1), то поскольку нейтроны вылетают только вперед по отношению к движению исходного антинейтрино (5.2), можно оценить направление на источник через среднее смещение вектора \vec{r} (20), нормированного на свою длину), и векторный (строятся единичный вектор смещения восстановленной позиции позитрона относительно восстановленной позиции нейтрона и точно такой же для пары детектор-реактор, скалярно перемножаются, и на выходе мы получаем некий параметр, по дальнейшему анализу которого мы можем получить информацию о прилете антинейтрино). Однако оба эти способа требуют знаний точных координат реакторов (которые условно имеются) и в этом их недостаток перед выбранным в данной работе методом за основной.

В 2020-ом году ожидается запуск эксперимента JUNO¹⁸, который будет представлять из себя огромный сферический нейтринный детектор размером с 13-этажный дом, заполненный 20 000 тонн ЖС (в 1000 раз больше, чем в детекторах Daya Bay). Одной из основных задач JUNO будет являться повышение количества зарегистрированных гео-нейтрино минимум в 10 раз (на сегодняшний день зафиксировано не более 20 событий). В дальнейшей перспективе мною планируется улучшить нынешний метод, нанести на тепловые карты точки, где мы теоретически ожидаем наибольшую корреляцию от ближнего реактора, грамотно оценить погрешность метода и попробовать применить его на экспериментальных данных JUNO для определения положения подземных источников гео-нейтрино.

¹⁸JUNO [26] — англ. Jiangmen Underground Neutrino Observatory.

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.

JUNO Jiangmen Underground Neutrino Observatory — нейтринный эксперимент.

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.

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 [27].

ПО программное обеспечение.

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

ФЭУ фотоэлектронный умножитель.

Список литературы

- [1] Cowan C. L., Reines F. Neutrino magnetic moment upper limit // Phys. Rev. 1957. Т. 107. С. 528–530.
- [2] Kodama K. [и др.]. Final tau-neutrino results from the DONuT experiment // Phys. Rev. 2008. Т. D78. с. 052002.
- [3] 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.
- [4] 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>.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] Nakamura K. [и др.]. Review of particle physics // J.Phys. 2010. Т. G37. с. P. 075021.
- [10] Beringer J. [и др.]. Review of particle physics (RPP) // J.Phys. 2012. Т. D86. с. P. 010001.
- [11] Olive K. A. [и др.]. Review of particle physics (RPP) // J.Phys. 2014. Т. C38. с. P. 090001.
- [12] Patrignani C. [и др.]. Review of particle physics (RPP) // Chin. Phys. 2016. Т. C40. с. P. 100001.
- [13] An F. P. [и др.]. The Detector System of The Daya Bay Reactor Neutrino Experiment // Nucl. Instrum. Meth. 2016. Т. A811. С. 133–161.

- [14] 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)].
- [15] И. Копейкин В. Поток и спектр антинейтрино ядерного реактора // Ядерная Физика. 2012. Т. 75. с. 165.
- [16] 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.
- [17] [et al.] B. Zhou. A study of antineutrino spectra from spent nuclear fuel at Daya Bay // Chin.Phys. 2012. Т. С36. С. 1–5.
- [18] Abe Y. [и др.]. First Measurement of θ_{13} from Delayed Neutron Capture on Hydrogen in the Double Chooz Experiment // Phys. Lett. 2013. Т. В723. С. 66–70.
- [19] 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.
- [20] 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.
- [21] An F. P. [и др.]. The muon system of the Daya Bay Reactor antineutrino experiment // Nucl. Instrum. Meth. 2015. Т. А773. С. 8–20.
- [22] An F. P. [и др.]. A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors // Nucl. Instrum. Meth. 2012. Т. А685. С. 78–97.
- [23] 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.
- [24] 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)].
- [25] An F. P. [и др.]. Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay // Chin. Phys. 2013. Т. С37. с. 011001.
- [26] Jollet C. The JUNO experiment // Nuovo Cim. 2017. Т. С39, № 4. с. 318.
- [27] 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>.