

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Колупаева Людмила Дмитриевна

**Анализ данных эксперимента NO ν A с целью измерения параметров
осцилляций нейтрино**

Специальность 01.04.16

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор
Ольшевский Александр Григорьевич

Москва — 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Осцилляции нейтрино	10
Глава 2. Постановка эксперимента NOvA	21
2.1 Ускорительный комплекс в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми	21
2.2 Получение пучка нейтрино	25
2.3 Детекторы	29
2.4 События в детекторах	33
Глава 3. Отбор событий в анализе появления ν_e в эксперименте NOvA	37
3.1 Стратегия отбора событий в эксперименте NOvA	37
3.2 Настройка критериев отбора	41
3.2.1 Традиционные критерии и Центральная выборка событий	43
3.2.2 Машинное обучение для отбора космических событий и Периферийная выборка	45
3.2.3 Финальная схема	48
3.3 Апробация разработанной схемы для отбора событий в $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ анализах 2017 – 2019 года на реальных данных	49
3.4 Проверка эффективности отбора событий классификатором CVN	52
Глава 4. Анализ данных эксперимента NOvA в 2018 – 2020 годах	56
4.1 Цепочка осцилляционного анализа в эксперименте NOvA	56
4.2 Источники систематических неопределенностей	62
4.3 Интерпретация физических результатов	67
4.4 Результаты подгонки данных	71
4.4.1 Анализ NOvA в 2018 году	71
4.4.2 Анализ NOvA в 2019 году	77
4.4.3 Анализ NOvA в 2020 году	81
4.5 Оценка уровня значимости появления $\bar{\nu}_e$ в пучке $\bar{\nu}_\mu$	86
Глава 5. Чувствительность эксперимента NOvA к измерению осцилляционных параметров	88
5.1 Моделирование ускорительных экспериментов NOvA и DUNE с помощью ПО GLOBES	88
5.2 Оценка чувствительности NOvA к измерению осцилляционных параметров с помощью ПО эксперимента	94

Глава 6. Полученные результаты NOvA в контексте глобальных измерений осцилляционных параметров	97
6.1 Статус измерения других осцилляционных параметров	106
6.2 Будущие осцилляционные эксперименты	110
Заключение	114
Список сокращений и условных обозначений	117
Список литературы	118
Приложение А. Экстраполяция с бинами поперечного импульса для анализа данных NOvA 2020 года	133
Приложение Б. Систематические неопределенности в анализе данных 2020 года	135
Приложение В. Сравнение результатов, полученных в предположении обратного порядка масс нейтрино	137

Введение

Актуальность темы и степень ее разработанности.

Последние двадцать лет физика нейтринных осцилляций является одной из самых активно развивающихся областей физики элементарных частиц. Успешное подтверждение гипотезы осцилляций как решения проблемы недостатка солнечных [1] и атмосферных нейтрино [2–4] экспериментами Super-Kamiokande [5] и SNO [6] на рубеже XX–XXI веков не только разрешило многолетнюю загадку, но и подарило инструмент исследования фундаментальных свойств этих частиц. Это открытие было увековечено Нобелевской премией 2015 года [7], в формулировке которой особенно подчеркнута значимость этого явления для Стандартной Модели как подтверждения наличия ненулевой массы у нейтрино. Гипотеза нейтринных осцилляций была впервые выдвинута советским и итальянским физиком Б.М. Понтекорво в 1957 году [8] по аналогии с переходами $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$.

Нейтрино — это нейтральные фермионы Стандартной Модели, парные заряженным лептонам. Заложенные в теорию флейворные нейтрино (электронные, мюонные и тау) смешиваются, то есть являются суперпозицией массивных нейтрино с названиями ν_1 , ν_2 и ν_3 . Благодаря этому явлению и ненулевой массе при распространении в пространстве нейтрино способны менять свой флейвор, переходить из одного вида в другой. Осцилляции — это процесс, периодичность которого зависит от расстояния до источника и энергии частиц. Параметрами нейтринных осцилляций являются три угла смешивания θ_{13} , θ_{23} , θ_{12} из матрицы Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакааты (PMNS матрица), два независимых из трех возможных расщеплений масс нейтрино $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ и фаза нарушения CP инвариантности в лептонном секторе δ_{CP} . Основной задачей осцилляционных экспериментов является измерение этих параметров с высокой точностью.

С начала столетия ряд экспериментов получил прецизионные измерения части параметров. Доминирующий вклад в определение «солнечных» параметров θ_{12} и Δm_{21}^2 был сделан экспериментами KamLAND [9], SNO и Super-Kamiokande, работающими с потоками реакторных и солнечных нейтрино. Реакторные эксперименты Daya Bay [10], Double CHOOZ [11], RENO [12] обеспечили измерение угла θ_{13} на беспрецедентном уровне. Точность определения расщепления масс Δm_{32}^2 также приближается к проценту. Поскольку осцилляционные эксперименты чувствительны только к расщеплению масс, получить их абсолютные значения на шкале масс в такого рода экспериментах невозможно. Неизвестным до сих пор остается и порядок расположения нейтринных масс: $m_1 < m_2 < m_3$ (прямой порядок или прямая иерархия) или $m_3 < m_1 < m_2$ (обратный порядок или обратная иерархия). Поэтому измерения Δm_{32}^2 представляются экспериментами в предположении обеих гипотез. Измерение иерархии масс нейтрино — это одна из флагманских задач нынешних и будущих нейтринных экспериментов. Также все еще неизвестным остается октант угла θ_{23} , который ответственен за возможную симметрию ν_τ и ν_μ в ν_2 и ν_3 . Известно, что значение этого угла близко к $\pi/4$, из-за этого его прецизионное измерение все еще актуальная и нетривиальная задача. Определение последнего параметра — фазы δ_{CP} — стало возможным после измерения [13] в

2012 году угла θ_{13} , который оказался ненулевым. Получение ограничений на параметр δ_{CP} также является одной из центральных задач современных и будущих экспериментов. Таким образом, на данный момент для полноты картины необходимо определение иерархии масс, угла смешивания θ_{23} и фазы нарушения CP инвариантности в лептонном секторе δ_{CP} .

Прецизионное измерение параметров осцилляций является хорошим способом проверки этой теории. Доподлинно неизвестно, существует ли какая-то физика за пределами трехфлейворной модели. Серьезные теоретические и экспериментальные усилия прикладываются к поиску явлений вне этой парадигмы. Помимо этого, не до конца понятен механизм происхождения масс нейтрино.

Есть следующие причины для продолжения измерения параметров осцилляций.

- Согласно ряду теорий Великого объединения параметры смешивания кварков и лептонов должны быть связаны [14]. В таком случае важно, чтобы лептонные параметры смешивания были известны наравне с кварковыми параметрами (экспериментальная точность измерения элементов матрицы СКМ - до 6% [15]).
- Разные модели, в том числе генерации масс нейтрино, предсказывают разные соотношения [16] для параметров смешивания (т.н. правила сумм). Возможность проверить эти соотношения в качестве теста гипотезы также упирается в точность измерения параметров осцилляций. В такие выражения также могут входить и нейтринные массы, что может позволить определить теоретические ограничения на абсолютные значения масс в рамках этих моделей.
- Фаза нарушения CP инвариантности δ_{CP} — потенциальный новый источник CP нарушения. Ряд моделей напрямую связывают CP нарушение из PMNS матрицы и барионную асимметрию (например, [17; 18]), другим же теориям не важно значение этой фазы (например, [19; 20]). Тем не менее, на данный момент это одна из самых главных задач современных экспериментов по осцилляциям.
- Иерархия масс нейтрино играет важную роль в моделировании прохождения нейтрино от сверхновых [21] сквозь ядро и адиабатические слои звезды, а также в оценке чувствительности экспериментов по поиску безнейтринного двойного бета-распада [22], для которого обратный порядок более предпочтителен.

Из-за зависимости вероятностей осцилляций от расстояния и энергии разные типы экспериментов (с разными источниками нейтрино и разными базами) чувствительны к разным осцилляционным параметрам. В настоящее время осцилляционные параметры измеряются в экспериментах с ускорительными, реакторными, солнечными и атмосферными нейтрино. Все они обладают разными преимуществами. Солнечные нейтрино с характерной энергией от нескольких кэВ до десятков МэВ и пролетной базой в сотню миллионов километров могут использоваться для определения θ_{12} и Δm_{21}^2 . Реакторные нейтрино имеют характерную энергию несколько МэВ, в зависимости от расстояния до детектора в таких экспериментах могут быть измерены θ_{13} , Δm_{32}^2 , θ_{12} , Δm_{21}^2 и иерархия масс нейтрино. Атмосферные нейтрино имеют широкий спектр от сотен МэВ до десятков ГэВ и расстояния до детектора 10 – 13 000 км. Эксперименты, работающие с ними чувствительны к «атмосферным» параметрам Δm_{32}^2 и θ_{23} , а также к иерархии масс и δ_{CP} (в меньшей степени). Ускорительные нейтрино имеют энер-

гию, определяемую характеристиками ускорительного комплекса. Таким образом, энергия частиц является контролируемой. Положение детектора также выбирается наиболее оптимальным способом исходя из задач. Такие эксперименты способны измерить θ_{13} , Δm_{32}^2 , θ_{23} , иерархию масс и δ_{CP} . Преимуществом ускорительных экспериментов для определения δ_{CP} является способность переключаться между нейтринным и антинейтринным пучком. Работа с обоими типами пучка принципиально важна для определения фазы CP нарушения.

На данный момент в мире функционируют два нейтринных ускорительных эксперимента — T2K [23] (с 2010 года) и NOvA [24] (с 2014 года). Несмотря на перекрывающиеся научные программы этих двух проектов, их измерения прекрасно дополняют друг друга и могут использоваться для перепроверки. Принципиальная возможность определения иерархии масс и δ_{CP} появилась только в эпоху T2K и NOvA, а окончательного завершения этих работ следует ожидать от экспериментов следующего поколения — T2HK [25] и DUNE [26].

Основной **целью** данной работы является получение ограничений на осцилляционные параметры в ускорительном эксперименте NOvA с накопленной на 2018 – 2020 годы статистикой, а вспомогательной – развитие средств анализа данных эксперимента NOvA.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**.

1. Провести моделирование ускорительных экспериментов NOvA и DUNE с помощью программного пакета GLoBES [27].
2. С использованием данного моделирования и программного обеспечения эксперимента NOvA выполнить исследование чувствительности к измерению параметров осцилляций и оценку эффекта вещества в этих экспериментах.
3. Разработать процедуру и подобрать критерии отбора событий от ν_e ($\bar{\nu}_e$) взаимодействий для анализа данных дальнего детектора NOvA.
4. Провести проверку эффективности отбора классификатора CVN [28] с помощью построения и анализа гибридных событий, основанных на реальных данных из ближнего детектора NOvA.
5. Участвовать в разработке цепочки осцилляционного анализа данных NOvA, в частности в способе учета систематических ошибок, разработке процедуры экстраполяции и интерпретации данных.

Объектом исследования настоящей работы являлись данные ускорительного эксперимента NOvA. **Предметом исследования** были параметры нейтринных осцилляций: иерархия масс нейтрино, δ_{CP} , θ_{23} и Δm_{32}^2 .

Научная новизна:

1. Параметры δ_{CP} и иерархия масс, измерение которых являлось целью данного исследования, остаются последними неизвестными величинами теории трехфлейворных осцилляций.
2. Представленный в работе анализ данных 2018 года был первым анализом NOvA и с нейтринным, и с антинейтринным пучками, что принципиально важно для определения параметра δ_{CP} .

3. Полученная в работе оценка свидетельствует о том, что в эксперименте NOvA впервые на уровне $> 4\sigma$ наблюдалось появление электронных антинейтрино в пучке мюонных антинейтрино.
4. В представленной работе впервые для отбора событий электронных нейтрино и антинейтрино в NOvA было применено машинное обучение для подавления фона космических мюонов.

Практическая значимость

1. Измерение параметров осцилляций играет важную роль для развития теоретических моделей, в том числе как фильтр теорий, поскольку осцилляционные параметры θ_{23} , Δm_{32}^2 , δ_{CP} и иерархия масс, к которым имеет чувствительность NOvA, являются фундаментальными характеристиками нейтрино как элементарной частицы Стандартной Модели. Данные параметры принимаются во внимание также при планировании будущих экспериментов, в том числе, по поиску безнейтринного двойного бета-распада.
2. Параметры осцилляций, к которым чувствителен эксперимент NOvA, можно измерять также и в других типах экспериментов. В данном случае NOvA делает вклад в измерения, используемые группами глобальных подгонок для оценки параметров осцилляций. Возможные расхождения измерений одного и того же параметра в разных типах экспериментов могут быть указанием на неизвестные фундаментальные причины.
3. Полученные результаты по изучению чувствительности NOvA к измерению осцилляционных параметров позволяют оптимизировать стратегию набора статистики и оценить дальнейшую перспективу исследований нейтринных экспериментов с длинной базой.

Методология и методы исследования. Исследование проводится с пучком ускорительных мюонных (анти-)нейтрино, которые, пролетая расстояние 810 км, сохраняются как мюонные или переходят в электронные и тау (анти-)нейтрино. Конструкция детекторов NOvA оптимизирована для регистрации мюонных и электронных нейтрино. Канал осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$) чувствителен к параметрам θ_{23} и Δm_{32}^2 . Канал $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) несет информацию об иерархии масс, δ_{CP} , θ_{23} и θ_{13} . Измерение этих вероятностей осцилляций позволяет сделать выводы о значениях осцилляционных параметров.

Основные результаты, представленные в диссертационной работе, получены математическим моделированием ускорительных экспериментов NOvA и DUNE с помощью программного пакета GLoBES, методами машинного обучения для отбора событий и статистическими методами обработки данных.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Полная экспозиция 63×10^{20} POT в эксперименте NOvA позволяет измерить иерархию масс нейтрино на уровне до 5σ , а параметр нарушения лептонной CP-четности до 2σ . Оптимальной стратегией набора данных является разделение на равные экспозиции для режимов работы с нейтринным и антинейтринным пучками.

2. Применение метода машинного обучения для подавления фона космических мюонов и использование дополнительной периферийной выборки приводит к выигрышу +17.4% в терминах экспозиции детектора.
3. В эксперименте NOvA впервые на уровне достоверности $>4\sigma$ зарегистрировано появление электронных антинейтрино в пучке мюонных антинейтрино.
4. В эксперименте NOvA на новом уровне точности измерены параметры осцилляций нейтрино: иерархия масс нейтрино, δ_{CP} , θ_{23} и Δm_{32}^2 .

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием апробированных методов современной физики нейтринных осцилляций и экспериментальной физики высоких энергий. В процессе проведения анализа проводились поэтапные проверки и сравнения с имеющимися результатами других экспериментов.

Апробация работы. Полученные результаты неоднократно представлялись и обсуждались автором на собраниях коллаборации и регулярных совещаниях рабочих групп NOvA.

Результаты эксперимента NOvA неоднократно докладывались автором на международных конференциях. Основные результаты работы были представлены лично диссертантом на следующих российских и международных конференциях и мероприятиях в качестве устных докладов:

1. "Matter effect in neutrino oscillations for NOvA experiment", The XX International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, Dubna, Russia, 14.03–18.03.2016 (аннотация [AYSS-2016](#))
2. "Анализ чувствительности нейтринного эксперимента NOvA после первого года работы", Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных "Ломоносов-2016", Москва, Россия, 11.04 – 15.04.2016 (тезисы [Ломоносов-2016](#))
3. "Настройка критериев отбора событий для анализа появления электронных нейтрино в эксперименте NOvA", Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных "Ломоносов-2017", Москва, Россия, 10.04 – 14.04.2017 (тезисы [Ломоносов-2017](#))
4. "New neutrino oscillation results from the NOvA experiment", Nu HoRIzons VII, Allahabad, India, 21.02 – 23.02.2018 (презентация [Nu HoRIzons 2018](#))
5. "Первый совместный анализ с нейтринным и антинейтринным пучками в эксперименте NOvA", семинар в ЛЯП ОИЯИ, Дубна, Россия, 23.11.2018 (презентация [семинар ЛЯП ОИЯИ](#))
6. "Event selection for the $\bar{\nu}_e$ analysis in the NOvA experiment", The XXII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, Dubna, Russia, 23.04 – 27.04.2018 (презентация [AYSS-2018](#))
7. "Cross-checks for the particle-identification algorithm in $\bar{\nu}_e$ analysis by the means of muon removal procedure at the NOvA experiment", The XXIII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, Dubna, Russia, 15.04 – 19.04.2019 (аннотация [AYSS-2019](#))

8. "Latest three-flavor neutrino oscillation results from NOvA", EPS-HEP 2019, Ghent, Belgium, 10.07 – 17.07.2019 (презентация [EPS-HEP 2019](#))
9. "Neutrino oscillation analysis in the NOvA experiment", 126-ая сессия Ученого Совета Объединенного института ядерных исследований, Dubna, Russia, 19.09 – 20.09.2019 (презентация [Ученый Совет ОИЯИ](#))
10. "Осцилляционный анализ в ускорительном нейтринном эксперименте NOvA", семинар в ЛЯП ОИЯИ, Дубна, Россия, 3.04.2020 (презентация [семинар ЛЯП ОИЯИ](#))
11. "Recent three-flavor neutrino oscillation results from the NOvA experiment", The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics, Moscow, Russia, 5-9.10.2020 (презентация [ICPPA 2020](#))

Личный вклад. Все положения, выносимые на защиту, были получены при определяющем участии или непосредственно автором. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад соискателя.

Публикации. Диссертант является соавтором 19 печатных работ. Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях, в том числе в 6 статьях в рецензируемых научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 2 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и 3 приложений. Полный объём диссертации составляет 139 страниц, включая 106 рисунков и 13 таблиц. Список литературы содержит 202 наименования.

Глава 1. Осцилляции нейтрино

Ввиду сложности экспериментальной задачи, физика нейтрино прошла долгий путь от теоретической гипотезы, высказанной В. Паули в 1930 году [29], до активного изучения свойств этой частицы. За почти 70 лет экспериментальной истории был получен ряд любопытных результатов, которые сформировали впоследствии целые направления исследований.

Нейтрино — это фундаментальный электрически нейтральный фермион Стандартной Модели, парный заряженным лептонам, который существует в виде трех поколений или флейворов (ароматов) — электронных (открыты в 1956 году [30]), мюонных (1962 год [31]) и таонных (2000 год [32]). Экспериментами на LEP [33] через измерение ширины распада Z^0 было установлено, что число поколений активных нейтрино равняется $N = 2.9963 \pm 0.0074$ [34]. Обсерватория Планк представила согласующийся результат по измерению эффективного числа типов нейтрино [35].

В Стандартной Модели (СМ) взаимодействие нейтрино возможно только через заряженный ток (CC, от англ. charged current) с рождением парных им заряженных лептонов и нейтральный ток (NC, от англ. neutral current) [15]:

$$- \mathcal{L}_{\text{CC}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_l \bar{\nu}_{Ll} \gamma^\mu t_L^- W_\mu^+ + \text{э.с.} \quad (1.1)$$

$$- \mathcal{L}_{\text{NC}} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_l \bar{\nu}_{Ll} \gamma^\mu t_L^- Z_\mu^0 \quad (1.2)$$

здесь g — калибровочная $SU(2)$ константа связи, $\cos \theta_W$ — угол Вайнберга, W и Z — поля заряженного и нейтрального векторных бозонов.

СМ основана на локальной калибровочной $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ теории, где c обозначает цвет, L — левую киральность и Y — слабый гиперзаряд. Лагранжиан СМ представляет собой сумму кинетического члена, отвечающего за распространение фермионов и их взаимодействие с калибровочными бозонами, хиггсовского потенциала и юкавовского взаимодействия фермионов с полем Хиггса. Последний объединяет право-киральные синглеты фермионов $l_{R,j}$ с их лево-киральными дублетами $\bar{L}_{f,i}$ и хиггсовское поле ϕ в следующем виде:

$$- \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \lambda_{ij} \bar{L}_{f,i} l_{R,j} \phi + \text{э.с.} \quad (1.3)$$

После спонтанного нарушения симметрии из этого выражения возникает дираковский массовый член, диагонализация которого приводит к появлению масс у заряженных фермионов, равных $m_{ij}^f = \lambda_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}}$, где v — вакуумное среднее поля Хиггса. В СМ, изначально сформулированной в 70-ых годах, нейтрино являются безмассовыми частицами. В таком виде СМ успешно описывает все известные экспериментальные факты, кроме темной материи и энергии, и установленного в конце XX века наличия масс нейтрино. В описанной выше теории ввести массивные нейтрино можно с помощью минимального расширения СМ с право-киральными синглетами нейтрино по аналогии с остальными фермионами.

Согласно современным экспериментам по прямому измерению [36] и астрофизическим ограничениям [35] массы нейтрино на много порядков меньше масс других фундаментальных частиц СМ. Существует ряд других теорий, которые потенциально могут объяснить появление таких масс у нейтрино. Самой популярной является механизм качелей [37; 38]. В ней в дополнение к дираковскому массовому члену возникает [39] и майорановский массовый член, включающий также и истинно нейтральные тяжелые нейтрино.

В результате диагонализации массового члена возникают не только массы фермионов, но и матрицы смешивания для лептонов (матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты) и кварков (матрица Кабиббо–Кобаяши–Маскавы). В случае нейтрино это выглядит следующим образом:

$$-\mathcal{L}_D = \sum_{l,l'} \bar{\nu}_{lL} M_{ll'}^D \nu_{lR} + \text{э.с.} \quad (1.4)$$

Комплексная матрица 3×3 M^D может быть представлена в виде $M^D = U m V^\dagger$, где U и V – это унитарные матрицы смешивания, m – диагональная матрица масс.

$$-\mathcal{L}_D = \sum_i m_i \bar{\nu}_i \nu_i \quad (1.5)$$

Таким образом, флейворные поля ν_{lL} связаны с полями ν_{iL} через матрицу смешивания U :

$$\nu_{lL} = \sum_i U_{li} \nu_{iL} \quad (1.6)$$

Благодаря открытию явления осцилляций этот факт был экспериментально установлен: флейворные нейтрино смешиваются, то есть представляют собой суперпозицию массовых состояний нейтрино ν_1, ν_2, ν_3 .

Осцилляции нейтрино — это периодический процесс перехода между типами флейворных нейтрино при распространении этих частиц. Их история на самом деле началась почти с самого открытия частицы. После регистрации нейтрино от реактора в 1956 году [30] начались исследования и других их потенциальных источников. В конце 60-х был обнаружен недостаток потока солнечных нейтрино [1]. Число ν_e от Солнца было примерно в три раза меньше, чем предсказывали теоретические модели. Долгое время остающийся неразрешенным вопрос дефицита солнечных нейтрино стимулировал ряд экспериментов, занимающихся поиском, а впоследствии и измерением параметров нейтринных осцилляций. Помимо нейтринных осцилляций среди причин недостатка ν_e рассматривали распад нейтрино [40], эффекты магнитного момента нейтрино [41], кварковый катализ [42] и многое другое. Долгие поиски осцилляций увенчались успехом только в 1998 году, когда эксперимент Super-Kamiokande обнародовал результат анализа спектра по энергии и углу прилета в детектор атмосферных нейтрино [5]. Окончательную точку в решении вопроса осцилляций нейтрино поставили результаты SNO с солнечными нейтрино [6].

Впервые гипотеза осцилляций была выдвинута Б. Понтекорво в 1957 году, окончательно теория была сформирована к концу 70-х годов [43] и опиралась на предположение о смешивании, которое было впервые сформулировано для двух типов нейтрино в 1962 году З. Маки, М. Накагавой и С. Сакатой [44].

Концепция нейтринных осцилляций включает матрицу смешивания U , которая связывает базис взаимодействия $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ и базис массивных нейтрино (ν_1, ν_2, ν_3) . Для вакуума эта матрица носит название матрицы Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты и может быть параметризована в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ & 1 & \\ -s_{13}e^{i\delta} & & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} \\ & & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

где $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ и $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. В это выражение входят углы смешивания $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ и фаза нарушения CP инвариантности в лептонном секторе (δ_{CP}). В приведенной формуле опущены возможные майорановские фазы, так как осцилляционные эксперименты к ним не чувствительны. Данная матрица аналогична матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскавы из кваркового сектора, однако смешивание у лептонов проявляется значительно сильнее.

Для нейтрино, распространяющихся в вакууме, где H – свободный гамильтониан, состояние в момент времени $t \geq 0$ определяется решением уравнения Шредингера и в приближении плоской волны имеет вид [45]:

$$|\nu_\alpha\rangle_t = e^{-iHt}|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad (1.8)$$

где $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$, для ультрарелятивистских частиц, которыми и являются нейтрино, приближенно $E_i \simeq p + \frac{m_i^2}{2p}$.

Вероятности перехода одного типа нейтрино в другой равны квадрату амплитуды:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_{i,j=1}^3 U_{\beta j} e^{-iE_j t} U_{\alpha i}^* \right|^2 \quad (1.9)$$

В общем случае вероятности осцилляций трех типов нейтрино в вакууме определяются следующей формулой

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i<j} \text{Re}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E} + \\ & + 2 \sum_{i<j} \text{Im}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{2E} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Как видно из формулы (1.10), вероятности нейтринных осцилляций помимо членов матрицы смешивания $U_{\alpha i}$ зависят от расщепления масс нейтрино $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, $i \neq j = 1, 2, 3$, а также от длины осцилляций L и энергии E .

В простейшем случае осцилляций двух типов нейтрино эта формула принимает наглядный вид, который явно иллюстрирует зависимость от осцилляционных параметров:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E} L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} L, \quad (1.11)$$

где угол смешивания определяет амплитуду осцилляций, а Δm^2 частоту.

В случае распространения нейтрино в плотной среде возникает дополнительный потенциал для электронных нейтрино, которые способны взаимодействовать с электронами вещества не только через нейтральные, но и через заряженные токи. В этом случае приведенные выше формулы для матрицы и вероятности осцилляций перестают быть справедливыми. Для нахождения корректных величин необходимо решить уравнение эволюции с дополнительным слагаемым в гамильтониане, которое зависит от плотности электронов в среде [46; 47].

На примере двухфлейворных осцилляций в веществе также можно получить наглядное выражение для вероятностей переходов, аналогичное вакуумному случаю:

$$P_m(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta_m) \sin^2(1.27\Delta m_m^2 \frac{L}{E}), \quad (1.12)$$

где эффективная масса нейтрино задается выражением:

$$m_{1m,2m}^2 = \frac{1}{2}[(m_1^2 + m_2^2 + \Delta V) \pm \sqrt{(\Delta V - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta}] \quad (1.13)$$

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\Delta V/\Delta m^2 - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}$$

а угол смешивания в веществе в случае смешивания двух типов нейтрино:

$$\sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(\Delta V/\Delta m^2 - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}}$$

В эти формулы входит разница потенциалов для двух флейворов $\Delta V = V_\alpha - V_\beta = 2\sqrt{2}G_F E N_e$. Формула для угла смешивания примечательна тем, что при выполнении условия $\Delta V/\Delta m^2 = \cos 2\theta$ вне зависимости от вакуумного угла смешивания $\sin 2\theta_m = 1$. То есть существует такая плотность электронов, при которой вероятность осцилляций достигает максимума, даже если в вакууме смешивание мало. Эта особенность получила название МСВ-резонанса.

В случае трехфлейворных осцилляций явные формулы, выраженные в терминах осцилляционных параметров, носят только приближенный характер, например [48]:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx & \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \frac{\sin^2 \Delta(1-A)}{(1-A)^2} + \\ & + \alpha \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos(\Delta \pm \delta_{CP}) \frac{\sin \Delta A \sin \Delta(1-A)}{A(1-A)} + \\ & + \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \frac{\sin^2 \Delta A}{A^2}, \end{aligned} \quad (1.14)$$

где $\Delta = \Delta m_{31}^2 L/4E$, $A = \pm 2\sqrt{2}G_F n_e E/\Delta m_{32}^2$, знак в скобках второго слагаемого в формуле и в определении A различен для нейтрино (+) и антинейтрино (-). Данное выражение получено разложением до второго порядка малости по $\alpha = \Delta m_{21}^2/\Delta m_{31}^2$.

Благодаря измерению переходов разных типов нейтрино делаются выводы об осцилляционных параметрах, которые входят в формулы для вероятностей и, вообще говоря, являются фундаментальными характеристиками нейтрино как частицы СМ. На нынешний

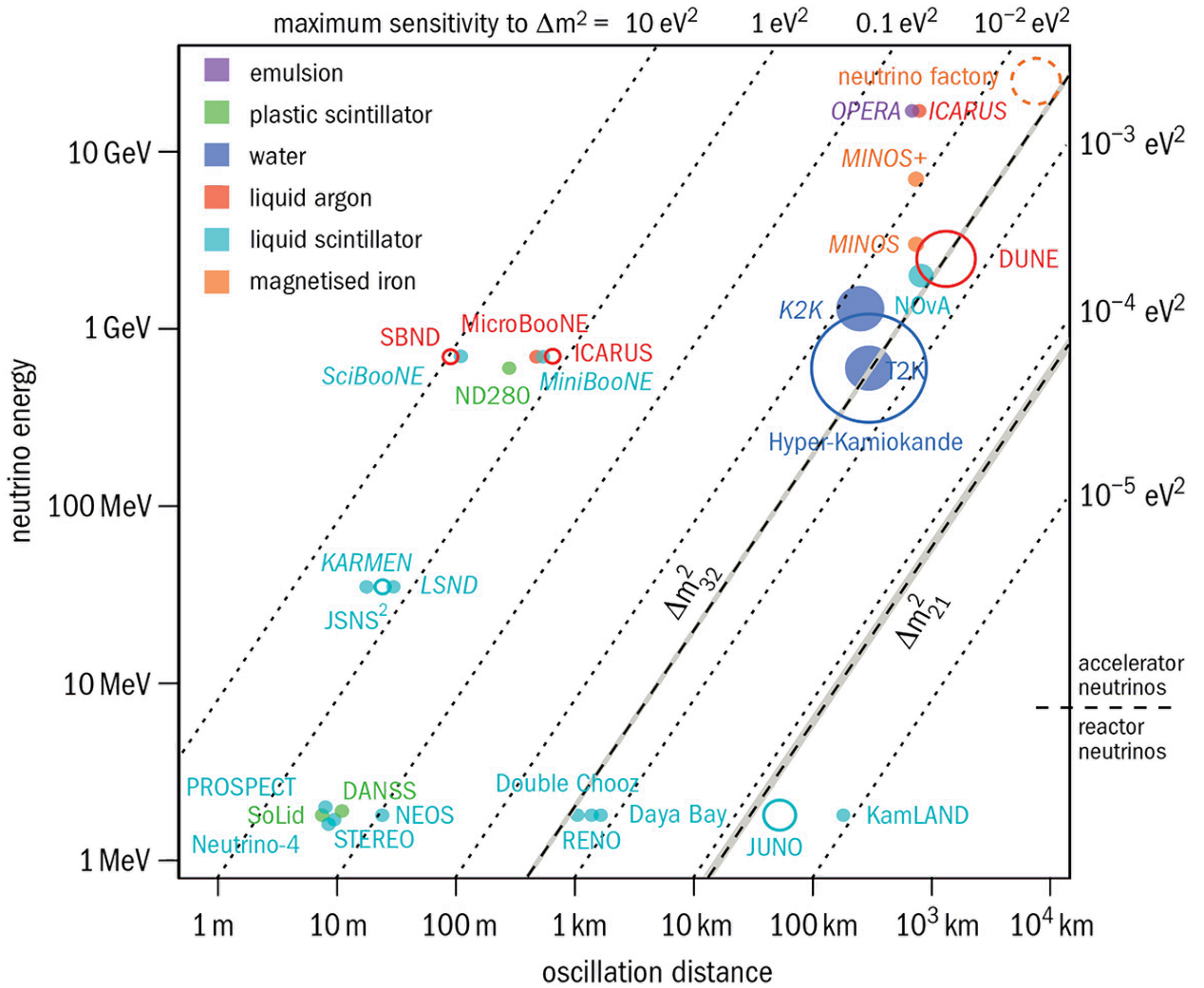


Рисунок 1.1 — Сравнение [49] всех реакторных и ускорительных экспериментов, которые работали после 2000 года, набирают данные сейчас или планируются. Они отмечены точками на плоскости «Энергия-Расстояние», линиями под наклоном обозначены порядки Δm^2 , к которым эксперименты чувствительны из-за такой постановки. Цвет маркера означает разные детекторные технологии.

день большая часть этих параметров измерена на уровне точности в несколько процентов. Однако, открытыми все еще остаются вопросы значения фазы δ_{CP} и иерархии масс нейтрино (порядок расположения масс m_1, m_2, m_3 нейтрино ν_1, ν_2, ν_3), которые играют важную роль при проверке теоретических моделей. Ряд современных экспериментов занимается поиском стерильных состояний через осцилляции, обзор которых представлен в статье [50]. Но в данной работе речь пойдет только об осцилляционных параметрах трехфлейворной парадигмы.

После открытия осцилляций экспериментами SNO и Super-Kamiokande началось активное исследование этих фундаментальных свойств нейтрино. Целая плеяда экспериментов за последние 20 лет достигла существенного прогресса. Чувствительность к разным типам осцилляционных параметров определяется величиной L и E (Рисунок 1.1). Поэтому разные эксперименты из-за фиксированного расстояния до детектора и источника частиц чувствительны к разным параметрам. Современные проекты, изучающие осцилляции, работают с солнечными, реакторными, атмосферными и ускорительными нейтрино.

Таблица 1 — Сравнение характеристик реакторных экспериментов со средней и длинной базой.

эксперимент	годы работы	база, км	тепловая мощность, ГВт	детектор, т
CHOOZ	1997 – 1998	1	8.5	5
Palo Verde	1998 – 2000	0.89, 0.75	11.63	11.34
KamLAND	2002 – 2012	<180>	~ 70	1'000
Daya Bay	2011 – 2020	0.51, 0.56 и 1.58	17.4	8×20
Double CHOOZ	2011 – 2018	0.4 и 1.05	8.5	2×8
RENO	2011 – н.в.	1.383 и 0.294	16.8	2×16
JUNO/TAO	2022 →	0.03 и 52	4.6 и 26.6	2.6 и 20'000

Реакторные эксперименты Daya Bay, Double CHOOZ и RENO добились больших успехов в измерении угла смешивания θ_{13} и расщепления квадратов масс Δm_{32}^2 . Измеренный ими ненулевой угол смешивания θ_{13} дает возможность определить δ_{CP} с помощью нейтринных осцилляций в ускорительных и атмосферных экспериментах. Типичная постройка реакторного эксперимента выглядит следующим образом. Для уменьшения систематической ошибки от нормировки на поток антинейтрино от реактора в них используется схема измерений из двух идентичных детекторов (ближний/дальний), впервые предложенная в [51], а в качестве мишеней используется жидкий сцинтиллятор с добавлением гадолиния. Детекторы располагаются около АЭС. Основной канал регистрации реакторных антинейтрино — это обратный бета распад, сигнатура которого состоит из мгновенного сигнала от аннигиляции позитрона и задержанного сигнала от захвата нейтрона на водороде или гадолинии. Типичные энергии реакторных антинейтрино — несколько МэВ. Изучаются осцилляции $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$. Для реакторных экспериментов с дальним детектором на расстоянии порядка километра чувствительность к $\sin^2 2\theta_{13}$ напрямую связана с дефицитом $\bar{\nu}_e$. Если детектор передвинуть от реакторов на большее расстояние, то появляется чувствительность к Δm_{21}^2 и θ_{12} . Так реакторный эксперимент KamLAND измерял спектр $\bar{\nu}_e$ от 55 атомных реакторов на среднем расстоянии 180 км.

Сравнение характеристик реакторных экспериментов представлено в Таблице 1. Современные реакторные эксперименты (Daya Bay, Double CHOOZ, RENO) на протяжении почти десятилетия задавали планку на точность измерения θ_{13} и Δm_{32}^2 .

Эксперименты с солнечными и атмосферными нейтрино являются менее многочисленными, чем реакторные и ускорительные. В случае солнечных экспериментов чувствительность к осцилляционным параметрам в первую очередь появляется за счет МСВ-эффекта в веществе Солнца. С повышением энергии вероятность переходов $\nu_e \rightarrow \nu_e$ уменьшается. После открытия асимметрии день/ночь для солнечных нейтрино в эксперименте Super-Kamiokande [52] вещество Земли также может использоваться для извлечения параметров осцилляций. Эксперименты с атмосферными нейтрино регистрируют весь спектр частиц, начиная от рож-

денных непосредственно над детектором, до прилетевших с диаметрально противоположного конца земного шара. Пройденное расстояние определяется углом прилета частицы в детектор.

Эксперимент SNO (Sudbury Neutrino Observatory) начал работу в 1999 году и закончил набор данных в 2006. Набор данных проводился с солнечными нейтрино, характерные энергии которых от нескольких кэВ до десятков МэВ, однако, из-за порога регистрации в ~ 5 МэВ, в SNO было возможно только наблюдение нейтрино от B^8 и бер-реакций в Солнце [53]. Для регистрации событий использовался водный черенковский детектор, заполненный 1 кт тяжелой воды. Его принципиальным отличием от радиохимических и водных экспериментов в эпоху до SNO было то, что в нем было возможно одновременное измерение трех реакций: упругого рассеяния всех типов нейтрино на электронах, взаимодействия ν_e через заряженные токи и всех типов нейтрино через нейтральные токи с дейтерием.

Эксперимент IceCube, несмотря на нацеленность на регистрацию астрофизических нейтрино, также подключился к измерению осцилляционных параметров, начав набор данных с 2011 [54] года. Это 1 км³ установка на Южном полюсе, состоящая из 86 гирлянд с цифровыми оптическими модулями, которая использует лед как среду детектора. У установки есть также внутренняя часть DeepCore [55] из 8 гирлянд. Плотность этих гирлянд и оптических модулей на них увеличена по сравнению с остальной установкой. Это необходимо для регистрации атмосферных нейтрино с энергией, начиная с нескольких ГэВ. В нынешней конфигурации эксперимент имеет чувствительность к θ_{23} и Δm_{32}^2 .

Эксперимент Super-Kamiokande был создан для разрешения аномалии с атмосферными нейтрино, зарегистрированной экспериментами IMB [2] и Kamiokande [3; 4] при изучении нейтринного фона для поиска распада нуклона. Super-Kamiokande — это 50 кт водный черенковский детектор (доверительный объем 22.5 т), который начал набор данных в 1996 году и работает до сих пор. Он регулярно выпускает обновления измерений осцилляционных параметров с солнечными и атмосферными нейтрино. Super-Kamiokande также является дальним детектором для ускорительного нейтринного эксперимента T2K, а в прошлом, и для K2K.

История ускорительных экспериментов, работавших над измерением параметров трехфлейворных осцилляций, началась с K2K [56]. Для создания потока исследуемых частиц использовался ускоритель протонов с энергией 12 ГэВ в КЕК, Цукуба (Япония). Нейтрино проходили расстояние 250 км и регистрировались в дальнем детекторе, Super-Kamiokande, таким образом эксперимент являлся идейным предшественником T2K. Он первый получил указание на максимальное смешивание угла θ_{23} , однако точность измерений уступала последующим экспериментам. T2K — ускорительный эксперимент в Японии, который начал набирать данные в 2010 году. Источником нейтрино является ускоритель J-PARC. В качестве дальнего детектора используется водный черенковский детектор Super-Kamiokande. Пиковая энергия составляет величину 0.6 ГэВ, база осцилляций — 295 км.

Первым европейским нейтринным ускорительным экспериментом с длинной базой был проект OPERA [57], нацеленный на изучение осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. База осцилляций от источника пучка нейтрино в ЦЕРНе до детектора, располагавшегося в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия), составляла 732 км. Средняя энергия пучка — 17 ГэВ. Эксперимент

набирал данные в 2008 – 2012 годах. Основной задачей было детектирование тау-лептона от взаимодействия ν_τ с веществом детектора. Благодаря детекторной методике ядерных фотоэмульсий, эксперимент имел прекрасное пространственное разрешение ~ 1 мкм, что критически важно для регистрации τ -лептона. За все время работы было найдено 10 событий-кандидатов, что соответствует 6.1σ появлению ν_τ в пучке ν_μ [58].

Другой крупный центр изучения свойств осцилляций с помощью ускорительных нейтрино располагается в США, в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми. Первым трехфлейворным ускорительным экспериментом в Фермилабе был MINOS [59], работавший с 2005 до 2016 года. Дальний детектор располагался на расстоянии 735 км от протонного синхротрона Главный инжектор. В ускорительных нейтринных экспериментах пучок исследуемых частиц получается в результате распада мезонов от взаимодействия протонов с неподвижной мишенью. Пиковая энергия нейтрино была 3 ГэВ для первой фазы эксперимента (MINOS) и 7 ГэВ для второй фазы (MINOS+). Дальний детектор представлял собой 5.4 кт трековый калориметр из слоев стали и пластикового сцинтиллятора. Расположение позволяло также набирать данные с атмосферными нейтрино, суммарная экспозиция которых за все время работы составила 60.75 кт–лет.

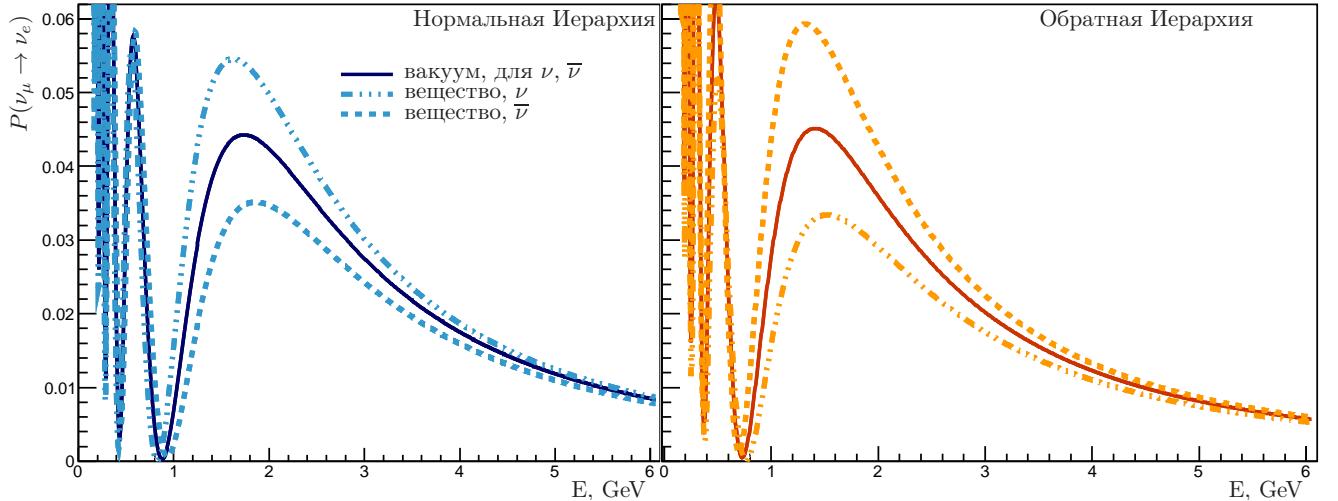
Эксперимент NOvA, которому посвящено данное диссертационное исследование, продолжил программу MINOS, начав набор данных в 2014 году. Строение детектора — трековый жидкосцинтилляционный калориметр из ПВХ ячеек — позволяет хорошо детектировать как мюонные нейтрино, так и электронные. За счет этого у эксперимента есть чувствительность к порядку расположения нейтринных масс и фазе нарушения CP инвариантности в лептонном секторе.

Все современные нейтринные ускорительные эксперименты (кроме OPERA) используют схему из двух детекторов, то есть, для сокращения систематических неопределенностей в дополнение к описанным дальним детекторам измерения проводятся и в ближних детекторах, которые расположены недалеко от источника (мишени). В случае MINOS, NOvA, K2K ближний детектор построен по той же технологии, что и дальний, но имеет меньшие размеры. Ближний детекторный комплекс T2K (ND280) состоит из нескольких частей [60] и представляет собой разные типы детекторов и разные виды рабочего вещества. Сравнительные характеристики ускорительных экспериментов представлены в Таблице 2.

На данный момент в мире функционирует два ускорительных эксперимента — T2K и NOvA. В течение следующего десятилетия начнет набор данных следующее поколение ускорительных нейтринных экспериментов в Японии и США — T2HK [25] и DUNE [26]. Ускорительные эксперименты с длинной базой используют Землю как среду для проходящего пучка нейтрино. Благодаря разным знакам члена, связанного с эффектом вещества, в гамильтониане вероятность осцилляций (а следовательно число сигнальных событий) увеличивается для нейтрино и уменьшается для антинейтрино (см. формулу (1.14)). Такое различие в вероятностях осцилляций для нейтрино и антинейтрино имеет широкое применение в современных экспериментах, которые ставят своими задачами определение иерархии масс нейтрино и фазу CP нарушения через измерение осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Рисунок 1.2 иллюстрирует это. Для случая $\delta_{CP} = 0$ показаны вероятности осцилляций для нормальной

Таблица 2 — Сравнение характеристик ускорительных экспериментов с длинной базой.

эксперимент	годы работы	база, км	энергия, ГэВ	экспозиция (на 2020 год), $\times 10^{20}$ POT	детектор-мишень, кт
K2K	1999 – 2004	250 (0.3)	~ 1	0.92	50 (1)
MINOS	2005 – 2012	735 (1.04)	3	10.71 (ν), 3.36 ($\bar{\nu}$)	5.4 (0.98)
MINOS+	2013 – 2016		7	9.69 (ν)	
OPERA	2008 – 2012	732	$<17>$	1.797	1.25
T2K	2010 – н.в.	295 (0.28)	0.6	19.7 (ν), 16.3 ($\bar{\nu}$)	50
NOvA	2014 – н.в.	810 (1)	1.8	13.6 (ν), 12.5 ($\bar{\nu}$)	14 (0.3)
DUNE	2026 \rightarrow	1300 (0.575)	1–3	-	40
T2HK	2027 \rightarrow	295	0.6	-	260
ESSvSB	2035 \rightarrow	540 или 360	0.3	-	540

Рисунок 1.2 — Вероятность осцилляций для ν и $\bar{\nu}$ в веществе и вакууме как иллюстрация эффекта вещества. Нормальная и обратная иерархии, случай $\delta_{CP} = 0$.

(слева) и обратной (справа) иерархий. Таким образом, для нормальной иерархии в веществе число сигнальных событий для нейтрино увеличивается, для антинейтрино уменьшается. Наоборот в случае обратной иерархии: для нейтрино число событий уменьшается, для антинейтрино увеличивается.

Так как вероятность осцилляций зависит от отношения L/E , то эксперимент T2K имеет ту же вероятность $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в вакууме что и NOvA, но меньшую чем DUNE. Из-за меньшей базы осцилляций T2K имеет меньшую чувствительность к иерархии масс и фазе CP (для некоторых значений). На Рисунке 1.3 синяя полоса означает нормальную иерархию, оранжевая – обратную. Каждая полоса — полный набор всех возможных значений фазы CP. Фактически эксперименты с длинной базой измеряют вероятность осцилляций и таким образом определяют иерархию и фазу CP. Таким образом перекрытие полос обратной и нор-

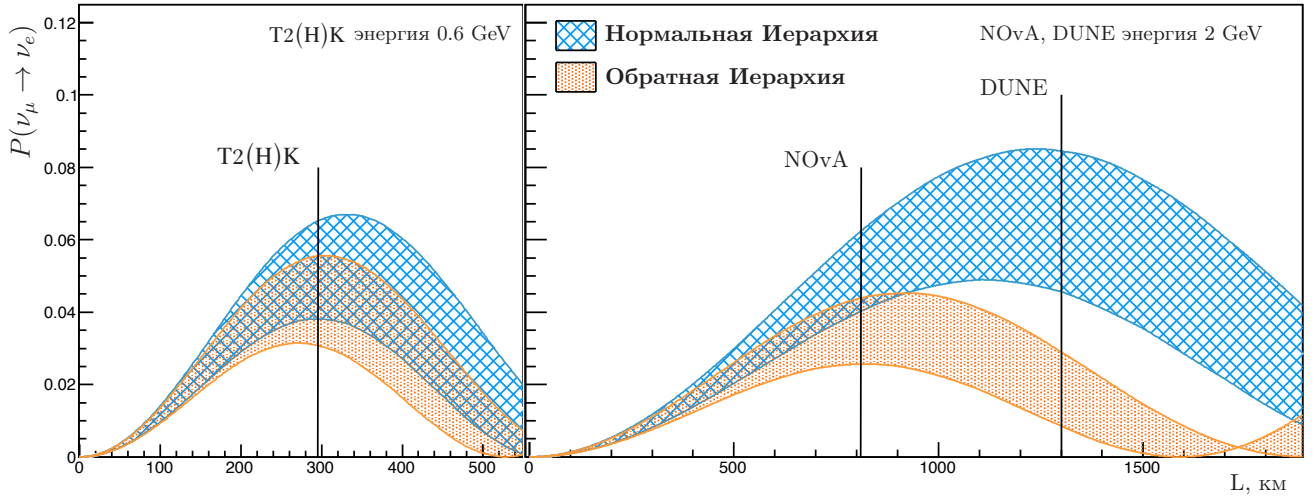


Рисунок 1.3 — Вероятность осцилляций и база для NOvA, T2K, T2HK и DUNE. Полосы для нормальной и обратной иерархий для всех значений δ_{CP} .

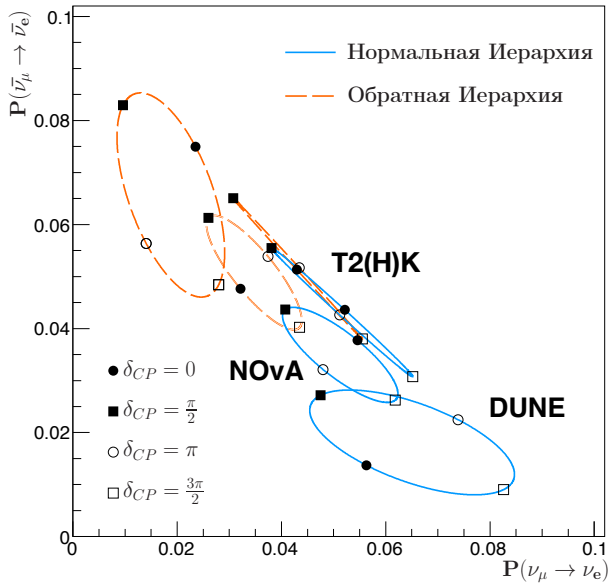


Рисунок 1.4 — Вероятность осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ для нейтрино и антинейтрино, T2K, T2HK, NOvA и DUNE, нормальная и обратная иерархии. Каждая точка на эллипсах подразумевает разные значения δ_{CP} .

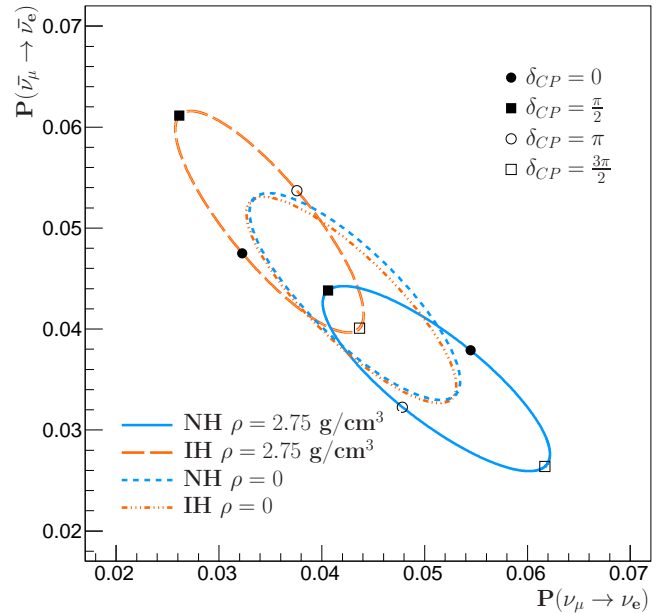


Рисунок 1.5 — График с двумя вероятностями осцилляций для NOvA. Для вакуума чувствительность к иерархии масс пренебрежимо мала.

мальной иерархии означает, что в данном эксперименте проблема иерархии масс не для всех значений CP фазы может быть разрешена.

Более простой способ иллюстрировать способность экспериментов к измерению иерархии масс и фазы CP нарушения — график с двумя вероятностями осцилляций, для нейтрино и антинейтрино (Рисунок 1.4). Каждая точка на каждом эллипсе подразумевает свою фазу CP нарушения, эллипсы для нормальной и обратной иерархий выделены цветами. Таким образом, измеряя вероятности осцилляций в режиме нейтрино и антинейтрино эксперименты измеряют иерархию масс и фазу CP нарушения. Здесь перекрытие эллипсов для нормальной

и обратной иерархии в одном эксперименте означает, что иерархия масс и δ_{CP} не могут быть определены для некоторых значений δ_{CP} (для T2K и NOvA). «Приплюснутость» эллипсов (для T2K) значит, что некоторые значения δ_{CP} также не могут быть определены.

Потенциально эксперимент T2K может провести хорошее измерение δ_{CP} в некоторых случаях (минимальная и максимальная фазы), но неопределенность в иерархии масс нейтрино препятствует этому. Лучше всех с точки зрения измерения иерархии масс и CP фазы выглядит DUNE. Большая база обеспечивает лучшее разрешение для иерархии масс и CP фазы.

Эффект вещества играет важную роль в измерении иерархии масс в ускорительных экспериментах. При отсутствии эффектов вещества различие между нормальной и обратной иерархий пренебрежимо мало. На Рисунке 1.5 изображены вероятности осцилляций для нейтрино и антинейтрино для NOvA. Сплошные и крупные пунктирные линии – для случая вещества, штрихпунктирные – нормальная и обратная иерархии в вакууме.

К 2014 году, когда эксперимент NOvA начал набирать данные, глобальный анализ данных NuFIT [61] не имел чувствительности к иерархии масс (значимость отклонения обратной гипотезы $<1\sigma$) и к октанту угла смешивания θ_{23} , не выявил серьезного предпочтения фазы δ_{CP} . С тех пор с большей экспозицией действующих экспериментов и вкладом NOvA точность измерения параметров нейтринных осцилляций возросла.

Глава 2. Постановка эксперимента NOvA

Эксперимент NOvA (NuMI Off-Axis ν_e Appearance) — нейтринный ускорительный эксперимент с длинной базой осцилляций, для измерения которых используются два детектора, расположенных под углом 14 мрад к оси пучка для получения узкого энергетического пика в спектре (концепция off-axis, будет разъяснена далее в этой Главе).

Пучок создается в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (США) путем столкновения протонов энергии 120 ГэВ с графитовой мишенью. В результате такого взаимодействия рождаются мезоны, которые порождают поток частиц, состоящий в основном из мюонных нейтрино. Искусственная природа пучка позволяет контролировать его характеристики. Для измерения параметров осцилляций в ускорительных экспериментах (в первую очередь, для измерения δ_{CP}) требуется как пучок нейтрино, так и пучок антинейтрино. Знак пучка зависит от магнитного поля в специальных фокусирующих магнитах (горнах), которые расположены после мишени и позволяют фокусировать либо положительно, либо отрицательно заряженные мезоны.

Ближний детектор (БД) эксперимента размером 4 м × 4 м × 16 м находится на расстоянии 1 км после мишени. Он предназначен для измерения состава пучка нейтрино до осцилляций. Второй детектор (Дальний — ДД) находится на расстоянии 810 км от мишени, он имеет размер 16 м × 16 м × 60 м. Его задача — измерение пучка нейтрино после осцилляций. Оба детектора состоят из ПВХ ячеек сечением 6 см × 4 см, заполненных жидким сцинтиллятором. Для сбора света используется спектросмещающее оптоволокно, которое пробегает всю ячейку и крепится к лавинному фотодиоду.

Фундаментальной целью эксперимента NOvA является измерение параметров осцилляций нейтрино, как свойств этой элементарной частицы. На данный момент одобрен проект продолжения работы эксперимента до 2025 года, что позволит определить иерархию масс (с точностью до 5σ) и фазу нарушения CP инвариантности в лептонном секторе (с точностью до 2σ) в зависимости от значения фазы δ_{CP} , реализованного в природе. Для этих измерений в эксперименте проводится совместный анализ данных в каналах осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

2.1 Ускорительный комплекс в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми

После окончания работы Тэватрона [62] 30 сентября 2011 года завершилась и эра коллайдерной физики высоких энергий, проводимой в США. Фермилаб переключился на изучение нейтрино, редких субатомных процессов, в то же время участвуя в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере. Ускорительный комплекс, унаследованный от Тэватрона,

как нельзя кстати подходит для создания высокоинтенсивного пучка протонов, необходимого для рождения потока нейтрино [63; 64].

Стартовая точка пучка находится в инжекторной системе (Рисунок 2.1). В магнетроне под действием электрического разряда водород становится плазмой, откуда извлекаются ионы H^- [65]. Источник производит пучок с импульсами длительностью 100 мкс и частотой 15 Гц. На выходе линии транспортировки пучка низких энергий (англ. Low Energy Beam Transport – LEBT) с поперечной фокусировкой получается пучок 35 кэВ и током 65 мА, который поступает в радиочастотный квадруполь (RFQ). Линзы Эйнзеля, расположенные перед RFQ, используются для обрезания импульсов пучка путем включения и выключения напряжения. RFQ фокусирует, банчует и ускоряет пучок до 750 кэВ. После этого пучок попадает в линию транспортировки пучка средних энергий (англ. Medium Energy Beam Transport – MEBT), в которой происходит дополнительно фокусировка пучка.

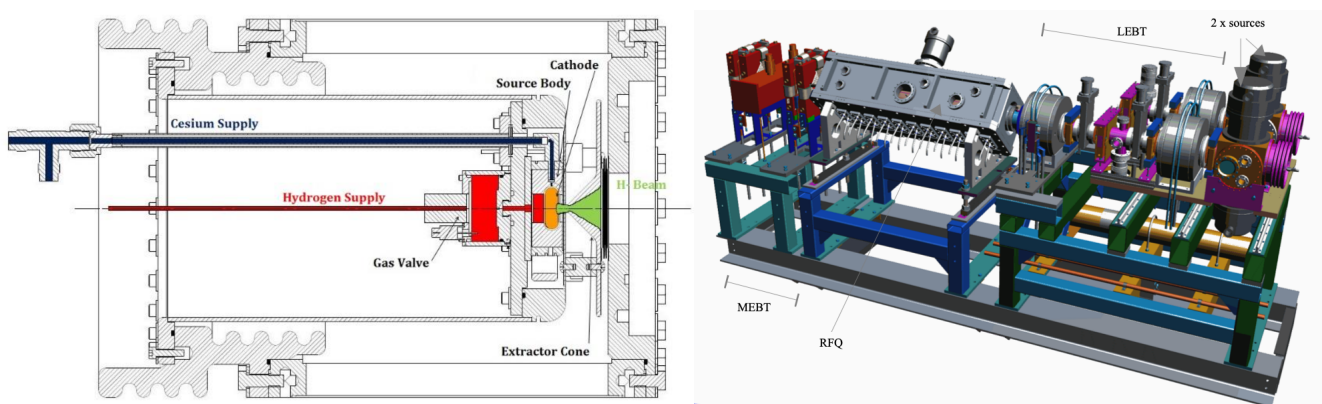


Рисунок 2.1 — Источник ионов H^- в Фермилабе [65] (слева) и линия ускорения H^- до Линака [66].

Ионы водорода продолжают цикл ускорения в линейном ускорителе (Линак) от 750 кэВ до 400 МэВ. Линак состоит из двух частей — низкоэнергетичной и высокоэнергетичной. Низкоэнергетичная часть представляет собой линейный ускоритель из дрейфовых трубок (радиочастотных полостей), который разгоняет ионы до 116.5 МэВ. Высокоэнергетичная часть — это линейный ускоритель с боковыми ячейками связи, который производит ускорение пучка до 400 МэВ. Он состоит из 7+3 радиочастотных сегментов, три из них представляют собой промежуточные низкочастотные секции, две из которых связывают две части Линака, а третья расположена перед Бустером.

Перед попаданием в Бустер пучок ионов лишается всех электронов в обдирочной фольге. Получившийся пучок протонов циркулирует в Бустере до конца всего процесса перезарядной инжекции [67]. Этот быстроциклирующий синхротрон (RCS) с длиной окружности 474.2 м разгоняет протоны с 400 МэВ до 8 ГэВ. Батч бустера состоит из 84 банчей, которые единообразно отправляются с частотой 15 Гц на следующий этап.

Ресайклер (Recycler) и Главный инжектор (Main injector) — две самые большие машины в Фермилабе после демонтажа Теватрона. Они располагаются в одном тоннеле длиной 3319.4 м, разделяемые 47 дюймами вертикально. Главный инжектор — протонный синхротрон, который разгоняет частицы с 8 ГэВ до 120 ГэВ. Цикл ускорения пучка составляет

1.33 с. Ресайклер — это 8 ГэВ накопительное кольцо с постоянными магнитами и предварительный этап перед Главным инжектором, задача которого заключается в комбинировании пар батчей, чтобы увеличить интенсивность одного батча (процесс slip-stacking [68]). Ускоренный до 120 ГэВ пучок протонов сбрасывается на мишень для получения пучка нейтрино.

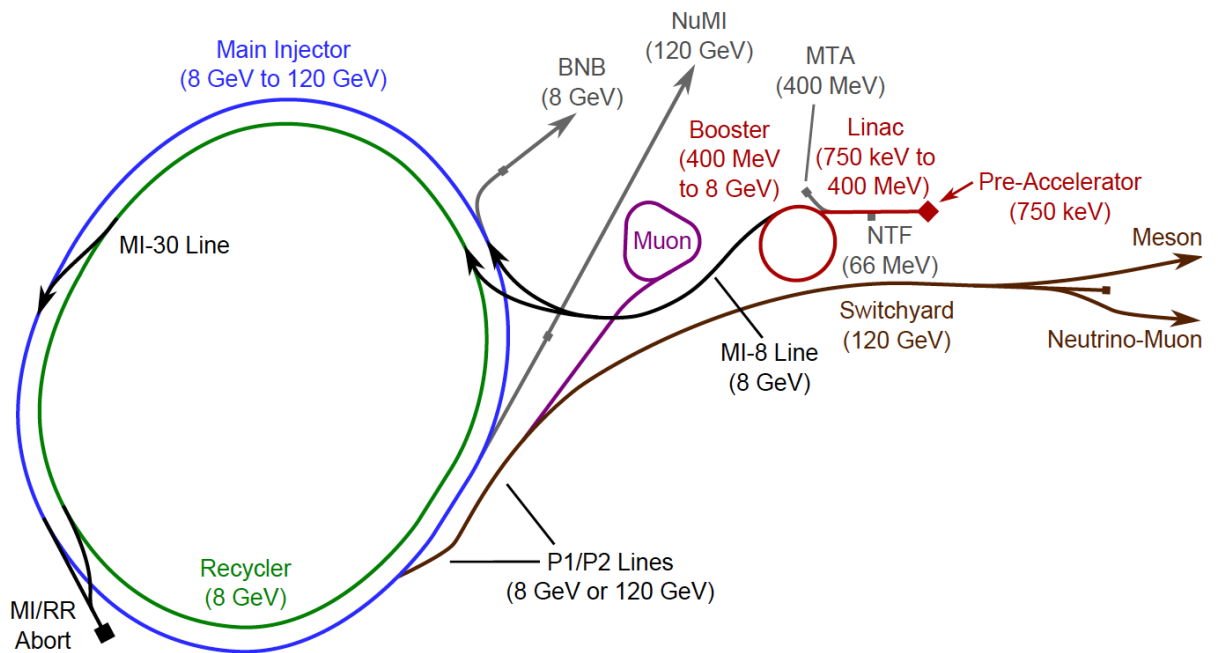


Рисунок 2.2 — Детальное изображение ускорительного комплекса и выводов пучка [69].

Ускорительный комплекс Фермилаба (Рисунок 2.2) используется не только для создания нейтринного пучка для NOvA. С разных этапов ускорения пучки выводятся для следующих целей¹:

- нейтронная терапия рака NTF (ионы H^- выводятся с энергией 66 МэВ с середины Линака);
- эксперименты с мюонами MTA (от англ. Mucool Test Area) (ионы H^- выводятся с энергией 400 МэВ после Линака)
- протоны с энергией 8 ГэВ после Бустера для
 - мюонных экспериментов Muon g-2 и $\mu 2e$,
 - создания нейтринного пучка (BNB от англ. Booster Neutrino Beam) для ANNIЕ, MicroBooNE, MiniBooNE (закончен), ICARUS (будущий) и SBND (будущий);
- протоны с энергией 120 ГэВ после ускорения в Главном инжекторе для создания пучка нейтрино для
 - экспериментов на линии NuMI (от англ. Neutrinos at Main Injector): MINOS+ (закончен), MINERvA, NOvA,
 - экспериментов на линии LBNF (от англ. Long-Baseline Neutrino Facility), в первую очередь для DUNE,

¹Перечислены не все эксперименты, проводимые в Фермилабе.

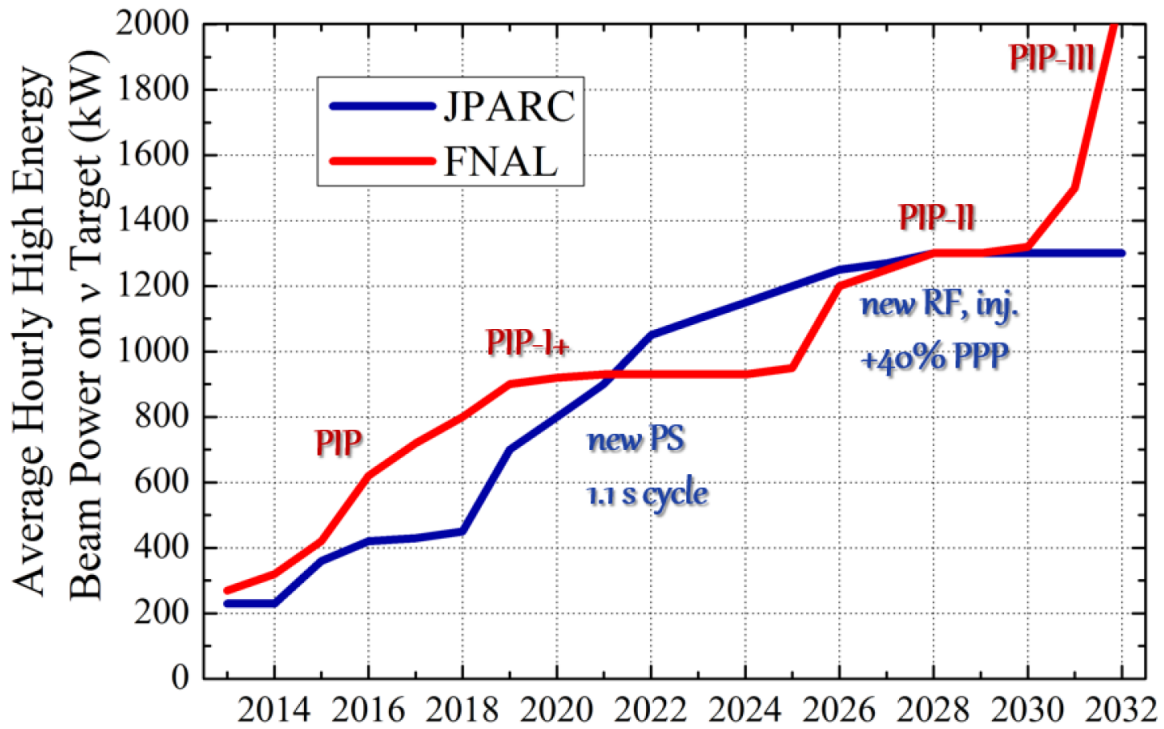


Рисунок 2.3 — Увеличение мощности пучка в соответствии с исполнением планов PIP, PIP-II. Представлены последующие плановые значения для PIP-III. Представлено сравнение с ускорительным комплексом J-PARC, который является источником пучка нейтрино для экспериментов T2K → T2HK [64].

- экспериментов с фиксированными мишенями LArIAT и тестовый пучок (Test Beam).

Сейчас активно идет подготовка пучка к запуску эксперимента DUNE в соответствии с планом PIP-II [70]. В эру эксперимента MINOS/MINOS+ типичная мощность пучка составляла 350 кВт [71]. При подготовке к эксперименту NOvA производились модернизации ускорителя в соответствии с планом PIP, в 2021 году была достигнута пиковая мощность в 770 кВт. Основными этапами модернизации были минимизация потерь за счет сил пространственного заряда, модернизация радиочастотного оборудования Бустера, реализация 6+6 slip-stacking. До 2025 года мощность будет увеличена до 900 кВт (Рисунок 2.3) без ключевых изменений в цепь ускорителей. Типичное значение интенсивности в одиночном сбросе на мишень составляет сейчас 5×10^{13} протонов. Экспозиция нейтринных ускорительных экспериментов выражается в терминах полного числа протонов, сброшенных на мишень (POT от англ. Protons on target), за время набора статистики.

Для эксперимента DUNE требуется существенно большая мощность, плановое нарастание представлено на Рисунке 2.3. Для этого уже потребуются изменения в нынешнюю систему. В частности, в ходе выполнения плана PIP-II планируется замена 400 МэВ Линака с обычной проводимостью на 800 МэВ сверхпроводящий линейный ускоритель с большей интенсивностью (в полтора раза). Дальнейшее увеличение мощности до >2 МВт будет производиться за счет замены Бустера и дальнейшей модернизации Линака.

2.2 Получение пучка нейтрино

Пучок протонов, ускоренный в Главном инжекторе до 120 ГэВ, по каналу NuMI [72] выводится на неподвижную графитовую мишень (Рисунок 2.4). В результате такого взаимодействия рождаются мезоны, которые распадаясь порождают нейтрино. Для получения пучка нейтрино или антинейтрино мезоны, обладающие правильным знаком электрического заряда, фокусируются двумя магнитными горнами. Идея получения нейтринных пучков с помощью ускорителей была высказана независимо Б.М. Понтекорво [73] и М. Шварцем [74] в 1959 – 1960 годах.

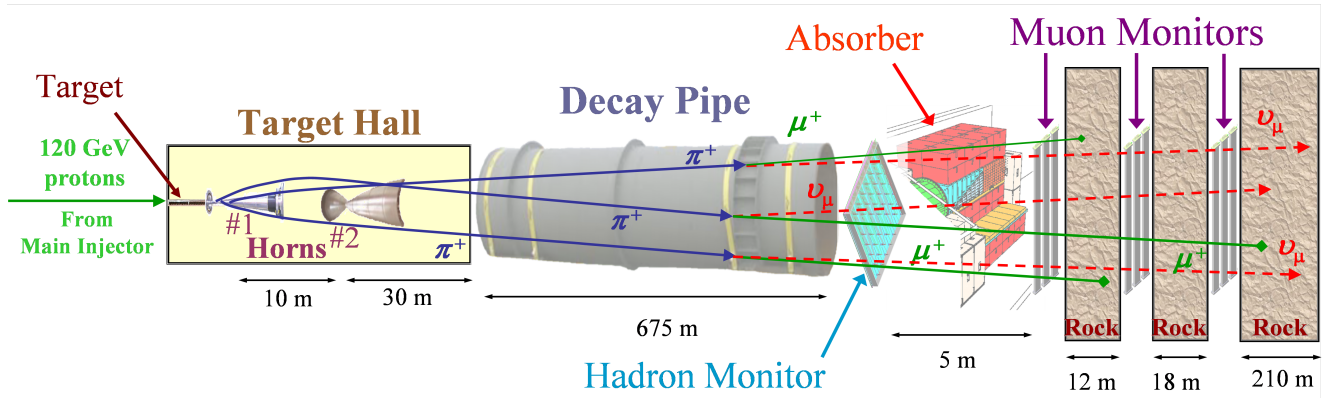


Рисунок 2.4 — Получение пучка нейтрино для эксперимента NOvA [72].

Мишень для эксперимента NOvA — это графит с плотностью 1.78 г/см^3 . Она состоит из 48 графитовых сегментов и представляет собой «линейку» длиной 1.2 м (т.е. примерно две с половиной длины взаимодействия протонов). Каждый сегмент имеет размеры $63 \text{ мм} \times 24 \text{ мм} \times 7.4 \text{ мм}$. Мишень располагается в кожухе с проточной водой для охлаждения (Рисунок 2.5). Пучок отцентрирован в верхней части сегмента на расстоянии 3.7 мм от краев $7.4 \text{ мм} \times 63 \text{ мм}$ грани. Точка прихода пучка размыта по гауссу с $\sigma_{x,y} = 1.3 \text{ мм}$. В результате этого взаимодействия рождаются мезоны, которые распадаясь производят пучок (анти)нейтрино, основные распады следующие [15]:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{или} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{BR} \approx 99.99\%)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{или} \quad K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{BR} \approx 63.6\%)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \text{или} \quad K_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{BR} \approx 27\%)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{или} \quad K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \quad (\text{BR} \approx 40.6\%).$$

Еще одним источником мюонных (анти-)нейтрино являются распады мюонов от этих реакций $\mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu$, в которой присутствуют также электронные (анти-)нейтрино, являющиеся фоном в поиске осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Частицы-источники нейтрино в БД представлены на Рисунке 2.6. Из-за асимметрии в сечении рождения π^+ и π^- во взаимодействиях $p+C$ [77] есть асимметрия в составе пучка от $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Энергия нейтрино от двухчастичного распада имеет следующий вид:

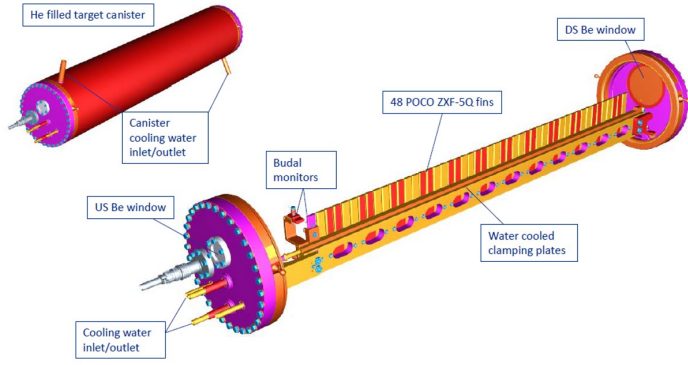


Рисунок 2.5 — Чертеж мишени для эксперимента NOvA (слева) и ее фотография (справа) [75].

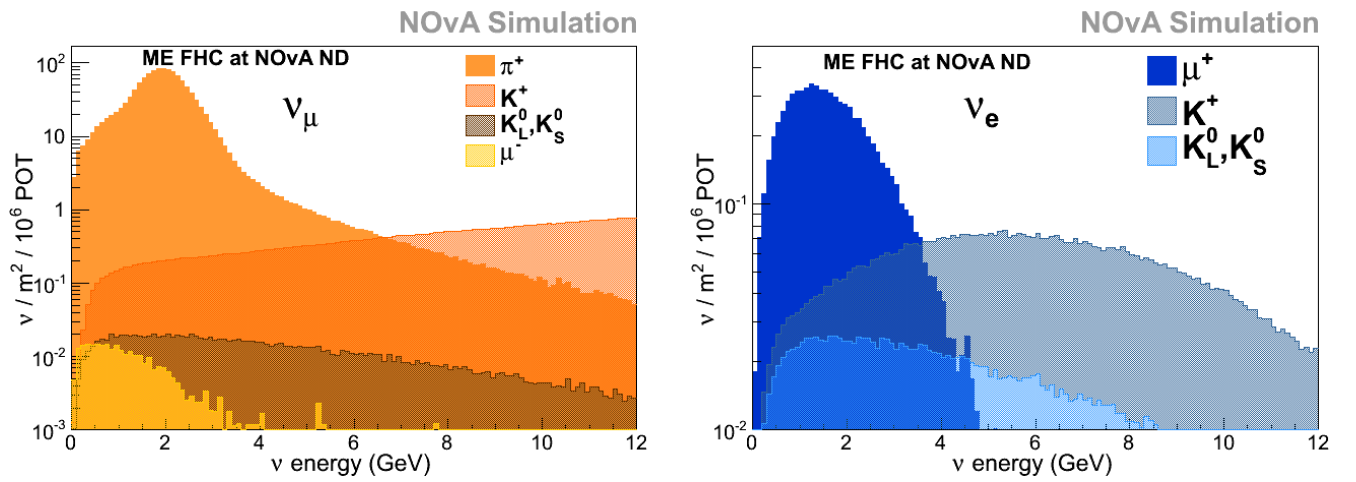


Рисунок 2.6 — Частицы, распад которых дает вклад в разные энергетические диапазоны спектра нейтрино в БД [76]. Слева спектр мюонных нейтрино, справа — спектр электронных нейтрино.

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2\gamma m_\pi (1 - \beta \cos\theta)}.$$

В приближении $E_\pi \gg m_\pi$ она переходит в следующую формулу:

$$E_\nu = \frac{(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{\pi,K}^2}) E_{\pi,K}}{1 + \gamma^2 \theta^2}.$$

Для нейтрино на оси протонного пучка эта зависимость становится линейной (например, для экспериментов MINERvA, DUNE, MINOS). При смещении с оси за счет γ появляется нелинейность. На Рисунке 2.7 представлена зависимость энергии нейтрино от энергии родительского мезона для разных углов наблюдения за пучком. При положении вне оси пучка энергия рожденного нейтрино практически не зависит от энергии родительского мезона, результирующий пучок более монохроматичный. Однако, стоит отметить, что и интенсивность пучка падает. Это используется во внеосевых экспериментах (англ. off-axis), таких как NOvA и T2K.

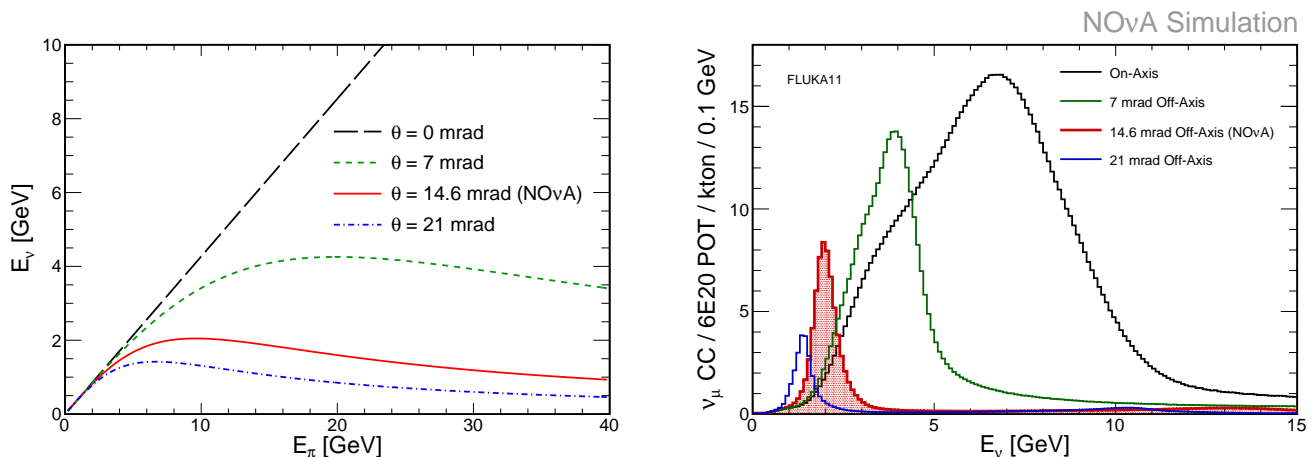


Рисунок 2.7 — Зависимость энергии пучка нейтрино от энергии родительского мезона для разных положений вне оси пучка (слева). Результирующие спектры нейтрино при смещении от оси (справа) [78].

Типичный угол вылета мезонов (например, пионов) из мишени $\theta_\pi \sim \frac{2}{\gamma}$, для нейтрино от распадов этих мезонов эта величина составляет меньшее значение: $\theta_\nu \sim \frac{1}{\gamma}$. Интенсивность пучка может быть существенно улучшена (в 25 раз) за счет устранения большого угла вылета ($\frac{2}{\gamma}$) для пионов [79]. Для этого используются магнитные горны.

Помимо фокусировки горны используются для отклонения мезонов неправильного знака электрического заряда для данного режима работы. Идея такого вида фокусировки не уникальное явление для ускорительной физики нейтрино, она была высказана Симоном ван дер Меером [80] в 1961 и применялась в нейтринном пучке на протонном синхротроне PS [81].

Фокусирующая система в Фермилабе для вылетающих из мишени адронов состоит из двух горнов примерно 3 м длиной, располагающихся сразу после мишени (Рисунок 2.8). Каждый горн состоит из двух проводящих частей с тонкими стенками: парабола-образной внутренней из алюминия и цилиндрической внешней частей с большим током (примерно 200 кА), который движется по внутренней части и замыкается за счет внешней. Длительность работы тока 2.3 мс, этого достаточно для создания магнитного поля для пучка длительностью 10 мкс. Магнитное поле возникает в пространстве между этими двумя частями, в самой узкой полости оно достигает величины порядка 3 Тл.

Вдоль оси пучка магнитного поля нет, кроме самой узкой перемычки, где оно достигает 0.1% от максимального значения. Для входящих заряженных адронов горны являются фокусирующими линзами с фокусным расстоянием, пропорциональным импульсу частиц. Адроны, движущиеся в направлении изначального пучка, не получают никакого эффекта от фокусирующей системы. Второй горн используется для дофокусировки частиц после первого горна, на хорошо сфокусированные первым горном частицы второй горн практически не влияет. Охлаждение производится форсунками, распыляющими воду на горны.

После зала с мишенью и горнами сфокусированный пучок мезонов попадает в распадный канал со стальными стенками, длиной 675 м и радиусом 1 м, заполненный газообразным гелием. Канал экранирован бетоном, охлаждение производится водой. Характеристики рас-

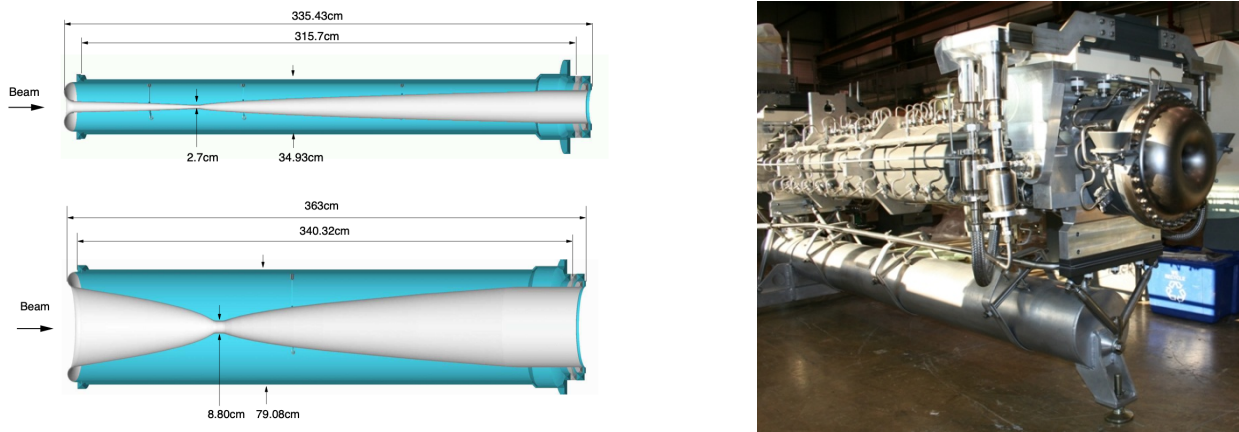


Рисунок 2.8 — Чертеж [82] фокусирующих горнов для пучка нейтрино NOvA (слева) и фотография [75] одного горна (справа).

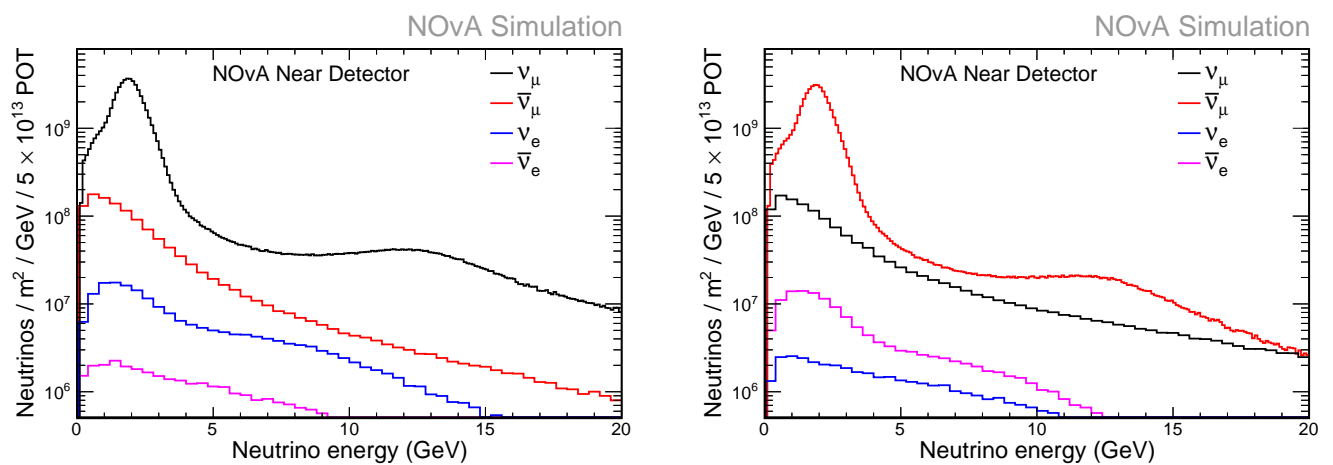


Рисунок 2.9 — Поток нейтрино в БД и его компоненты для режимов работы с нейтрино (слева) и антинейтрино (справа), без учета осцилляций [A2].

падного канала определяются длиной распада пионов. Практически все пионы с энергией < 10 ГэВ распадаются в канале. Частицы, прошедшие канал останавливаются в поглотителе размерами $5.5 \text{ м} \times 5.6 \text{ м} \times 8.5 \text{ м}$. Это слоистая структура из блоков алюминия и стали. Он эффективен от адронов, в то время как мюоны и нейтрино проходят сквозь него. Большая часть адронов, достигающих поглотитель — это непрореагировавшие протоны. Мюоны в дальнейшем останавливаются в земной породе толщиной $\sim 300 \text{ м}$, разделяющей распадный канал и БД.

Для мониторинга пучка используются ионизационные камеры — адронный и мюонные мониторы — после распадного канала. Для моделирования пучка нейтрино — рождение адронов в мишени, их путь в горнах и распад — используется ПО GEANT4 [83]. Результирующий поток нейтрино в БД и ДД представлен на Рисунках 2.9 и 2.10 соответственно, процентный состав пучка без учета осцилляций представлен в Таблице 3.

Во время летних остановок ускорителя в 2019–2020 годах были установлены новая мишень и горны, которые смогут выдержать пучок улучшенный по плану РІР-II. Максимально возможная мощность ускорителя для этих компонент соответствует 1 МВт.

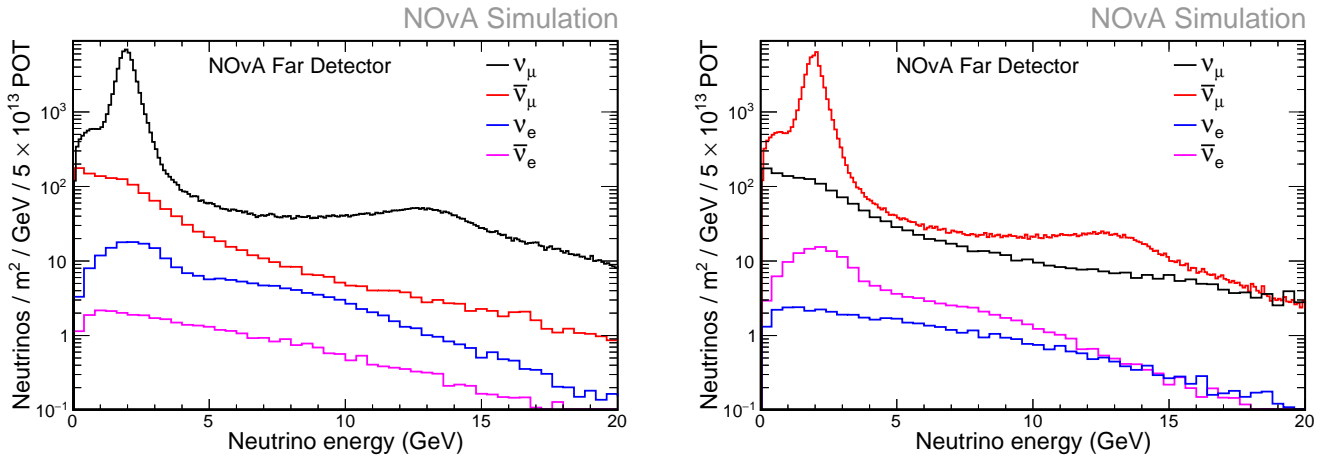


Рисунок 2.10 — Поток нейтрино в ДД и его компоненты для режимов работы с нейтрино (слева) и антинейтрино (справа), без учета осцилляций.

Таблица 3 — Состав пучка в БД и ДД в интервале 1 – 5 ГэВ без учета осцилляций для пучка нейтрино (слева) и антинейтрино (справа).

Детектор	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
БД	93.8%	5.3%	0.8%	0.1%
ДД	94.1%	4.9%	0.8%	0.1%

Детектор	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
БД	6.6%	92.5%	0.2%	0.7%
ДД	6.2%	92.9%	0.2%	0.8%

2.3 Детекторы

Детекторы эксперимента NOvA — жидкосцинтилляционные трековые калориметры — располагаются под углом 14 мрад к оси пучка для получения узкого спектра нейтрино с пиковой энергией 1.8 ГэВ.

БД массой 280 т находится в Фермилабе на расстоянии ~ 1 км от мишени рядом с детекторным залом эксперимента MINOS на глубине 105 м под землей, что достаточно экранирует детектор от фона космических мюонов. Его главная задача — измерение пучка нейтрино до осцилляций. ДД массой 14 кт располагается на расстоянии 810 км от мишени в штате Миннесота, в месте под названием Аш Ривер на границе с Канадой (Рисунок 2.11). Он измеряет пучок нейтрино по прохождении этого расстояния, из состава этого пучка делаются выводы об осцилляционных параметрах. Оба детектора имеют примерно одинаковое строение, оптимизированное для регистрации электронных и мюонных нейтрино, что позволяет уменьшить систематические неопределенности. Сравнение характеристик БД и ДД представлено в Таблице 4.

Оба детектора хорошо сегментированы и представляют собой набор ПВХ ячеек [84], заполненных жидким сцинтиллятором. Доля активной части детектора — 63% массы. Сцинтиллятор NOvA [85] — это смесь сцинтиллирующего вещества (5.2%), вещества для сдвига длины волны (0.1%) и растворителя (94.6%). Сцинтиллирующее вещество — это

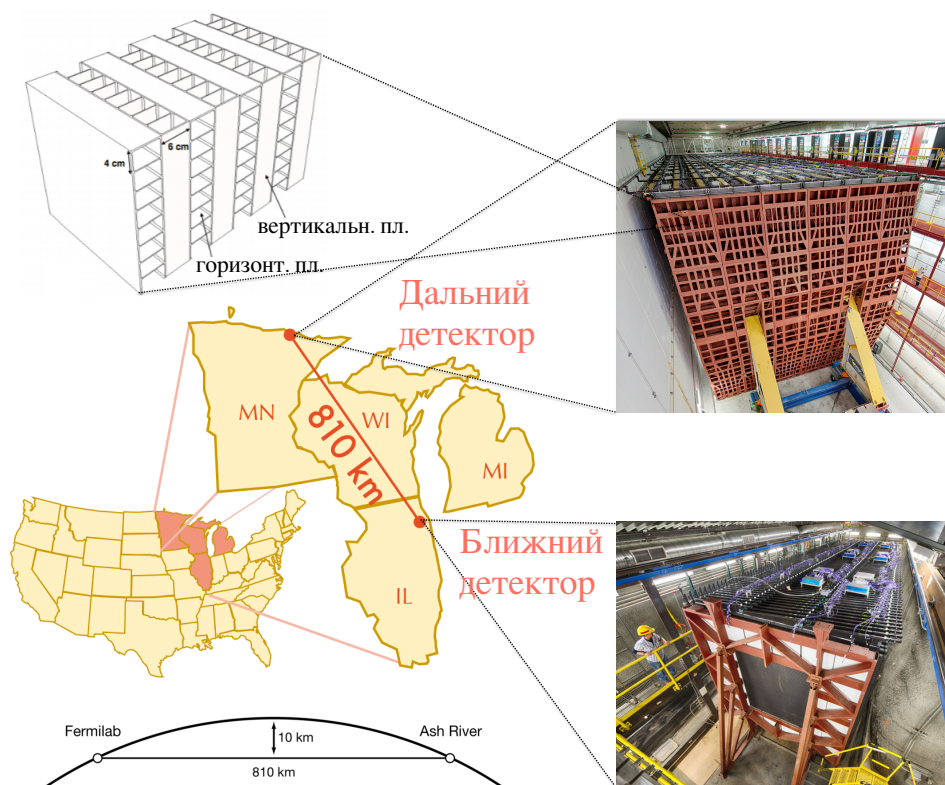


Рисунок 2.11 — Расположение детекторов эксперимента NOvA.

Таблица 4 — Характеристики БД и ДД эксперимента NOvA.

Детектор	масса, кт	размер, м	число ячеек	число плоскостей	защита
БД	0.29	3.9×3.9×15.9	20 192	214	225 мВэ
ДД	14	15.5×15.5×59.6	344 064	896	3.76 мВэ

псевдокумол (1,2,4 – триметилбензол), который испускает фотоны в УФ диапазоне с длиной волны 270–320 нм. Сдвиг волны в большую сторону обеспечивается присутствием двух компонент — PPO и bis-MSB. Свет от псевдокумола возбуждает PPO (2,5-дифениллоксазол), который испускает фотоны с длиной волны 340–380 нм. Вторая компонента bis-MSB (1,4-бис(2-метилстирил)бензол) поглощает этот свет и испускает фотоны в диапазоне 390–440 нм. В качестве растворителя используется минеральное масло. Оно не влияет на испускание света в полосе поглощения оптоволокна, единственное требование — чтобы затухание было > 3.25 м для света длиной волны 420 нм. Сечение ячейки NOvA позволяет свету пересекать ячейку несколько раз, чтобы увеличить вероятность поглощения оптоволоконном. Помимо основных компонент в сцинтилляторе также присутствует в малых долях антистатик stadis-425 для увеличения электрической проводимости и витамин E для предотвращения деградации прозрачности сцинтиллятора со временем.

Оптоволокно используется для улавливания света и транспортировки сигнала к лавинному фотодиоду. Полоса поглощения оптоволокна 370 – 480 нм, а полоса испускания 470 – 570 нм. Из-за частичного наложения двух областей для длин волн перекрытия возникает затухание света. Волокно состоит из пластикового ядра и двух акриловых оболочек. Индекс

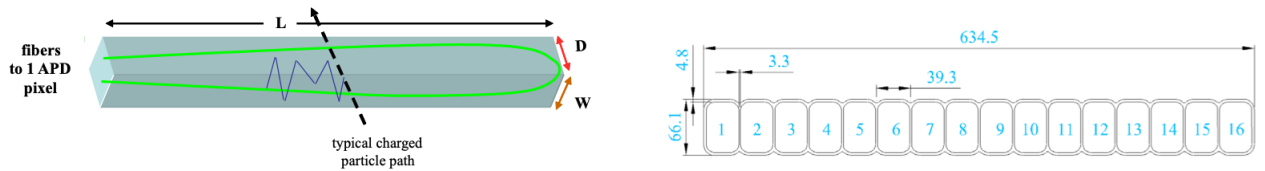


Рисунок 2.12 — Чертеж ячейки детектора [84] с размерами (слева) и экструзия из 16 ячеек, как элементарная составная часть детектора (справа).

преломления сердцевины 1.59, для оболочек 1.49 (внутренняя) и 1.42 (внешняя). Каждый лавинный фотодиод производства Хамамацу содержит 32 небольших однопиксельных кремниевых детектора, в которых падающие фотоны производят электронно-дырочную пару. Электроны дрейфуют под приложенным напряжением 425 В. Квантовая эффективность лавинных фотодиодов более 80% для длин волн в оптоволокне. Для уменьшения шумов, каждый фотодиод охлажден до -15°C . Один фотодиод обслуживает 32 ячейки детектора. Связка 32 ячейки и лавинный фотодиод представляет собой один модуль. Лавинные фотодиоды прикреплены к плате быстрой электроники (англ. Front End Board), которая отвечает за оцифровку сигнала.

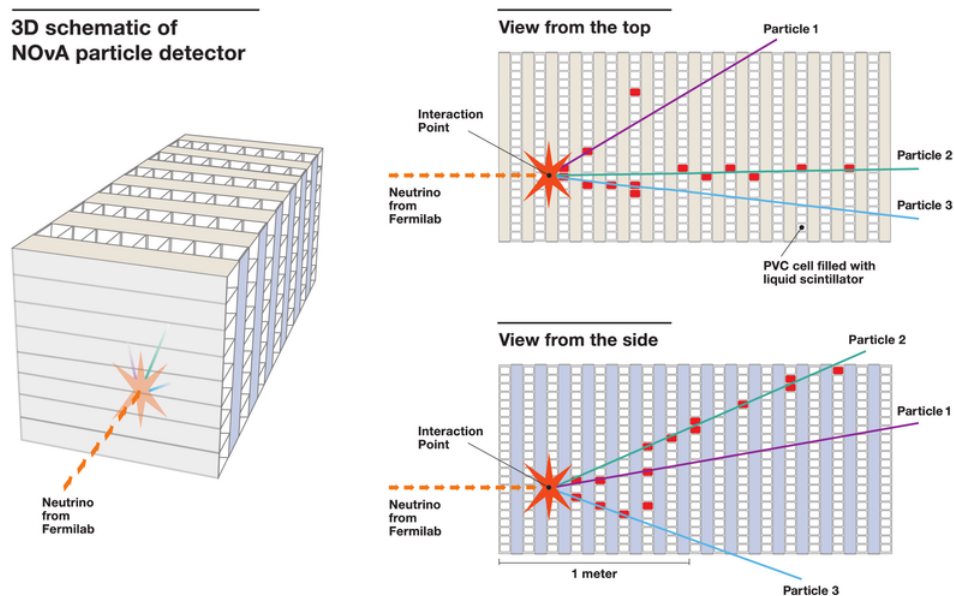


Рисунок 2.13 — Схема расположения плоскостей детектора NOvA и изображения событий в ячейках X и Y [86].

Каждая ячейка детектора сделана из ПВХ, смешанного с TiO_2 (для отражения света внутри), и заполнена сцинтиллятором. Каждая ячейка имеет сечение 3.9×6.6 см, длиной 3.9 м в БД и 15.5 м в ДД (Рисунок 2.12). В ДД плоскость собирается из 12 модулей, склеенных вместе, результирующая длина примерно равняется длине ячейки (15.5 м). Блок состоит из 32-х плоскостей, склеенных вместе и располагается перпендикулярно направлению пучка. Плоскости с X и Y направлением ячеек попеременно сменяют друг друга для получения пространственных координат событий. На Рисунке 2.13 представлено строение

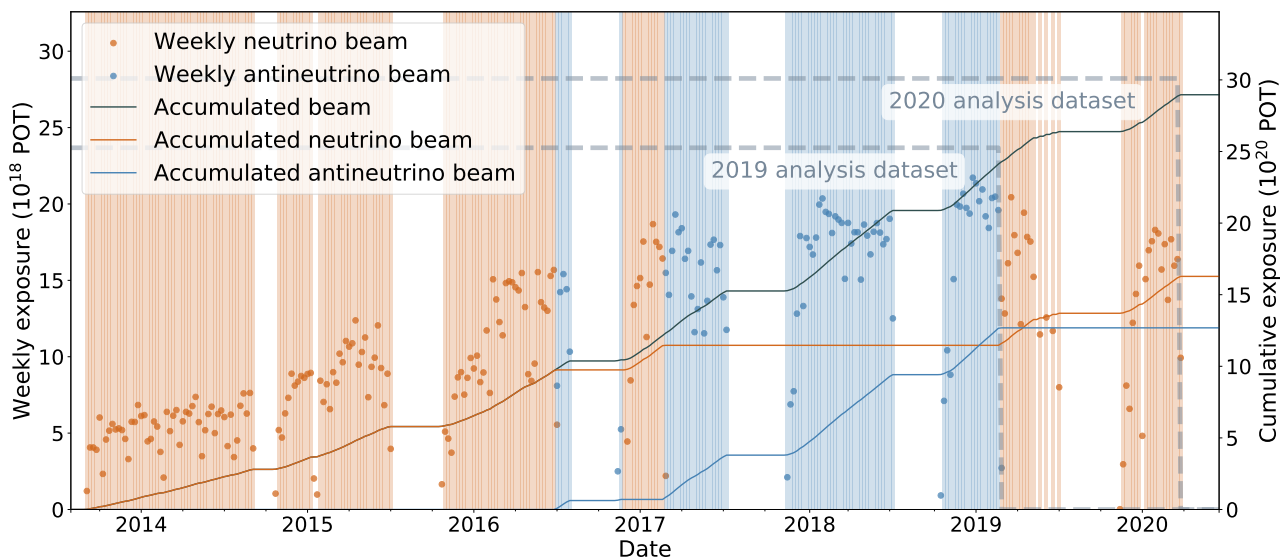


Рисунок 2.14 — Набор статистики в эксперименте NOvA.

плоскостей. Два последовательных блока составляют ди-блок с массой примерно 1 кт. Весь ДД состоит из 14 ди-блоков. Система сбора данных каждого ди-блока независима, что позволило начать работу детектора и сбор данных до завершения установки всех ди-блоков. БД имеет более короткие ячейки и ширину плоскостей (4 м), число ди-блоков в детекторе 3. Сзади детектора располагается уловитель мюонов (англ. muon catcher), который состоит из листов стали, чередующихся с плоскостями с сцинтиллятором. Моделирование взаимодействия вторичных частиц с веществом детектора выполняется с помощью ПО GEANT4. Результирующее энерговыделение поступает на финальную стадию Монте-Карло моделирования: транспорт света в оптоволокне, регистрация лавинными фотодиодами и отклик плат FEB. На выходе всей цепочки Монте-Карло моделирования псевдоданные записываются в том же формате, что и реальные данные из детектора.

Для калибровки детекторов используются атмосферные мюоны. Энерговыделение мюона при прохождении сквозь среду хорошо известно. Из-за того, что ДД находится на поверхности и имеет только 3 м защиту сверху из барита и бетона, статистика очень высокая.

ДД начал набор физических данных 6 февраля 2014 года в составе 4-х ди-блоков с пучком нейтрино. Ввод детектора в эксплуатацию состоялся в 2013 году. Установка и подключение оставшихся ди-блоков продолжались в течение нескольких месяцев и были завершены в ноябре 2014 года. Таким образом, в течение нескольких месяцев эксперимент набирал данные не с полным 14 кт детектором. Поэтому для пучка нейтрино экспозиция эксперимента приводится в терминах POT, эквивалентных полному детектору. БД был введен в эксплуатацию и начал набор данных позднее ДД, в августе 2014 года. Процесс набора данных представлен на Рисунке 2.14.

2.4 События в детекторах

Типы нейтринных событий через заряженные токи, которые могут происходить в детекторе NOvA при характерных энергиях нейтрино ~ 2 ГэВ, представлены на Рисунке 2.15.

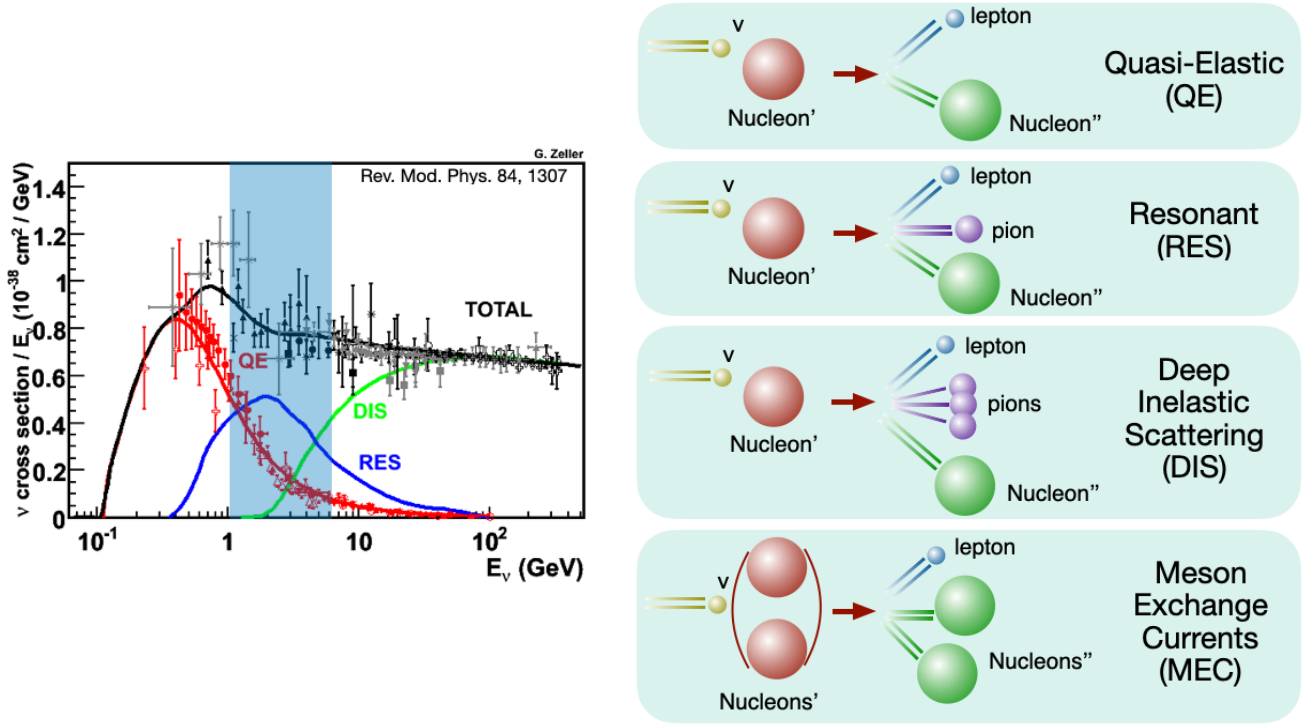


Рисунок 2.15 — Сечения взаимодействия нейтрино [87; 88] при характерных для NOvA энергиях.

Основные их виды следующие:

- Квазиупругое рассеяние (QE):

$$\nu + n \rightarrow l^- + p,$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow l^+ + n.$$

При низких энергиях (< 1 ГэВ) доминирует этот тип взаимодействия.

- Резонансное рассеяние (RES):

$$\nu + N \rightarrow l + \pi + N'.$$

Доминирует при переходных энергиях между квази-упругим и глубоко неупругим рассеянии при характерных для пучка NOvA энергиях. Реакция проходит через промежуточный резонанс.

- Глубоко-неупругое рассеяние (DIS): Преимущественный тип взаимодействия при энергиях нейтрино > 5 ГэВ. В этом процессе кварк выбивается из нуклона, формируя адронный ливень.

- Рассеяние на кластерах нуклонов, связанных через обмен заряженными мезонами (МЕС) [89].

- Когерентное рассеяние (СОН): нейтрино так же могут рассеиваться на ядре в целом.

Для моделирования взаимодействий нейтрино с веществом детекторов используется ПО GENIE [90], в основе которого лежит набор теоретических предсказаний и экспериментальных данных о сечениях взаимодействия нейтрино. Из-за существующих разногласий в Монте-Карло и реальных данных требуется дополнительная процедура настройки сечений [91] (Рисунки 2.16–2.17). Сходные разногласия в данных и моделировании обнаруживали и другие эксперименты [92].

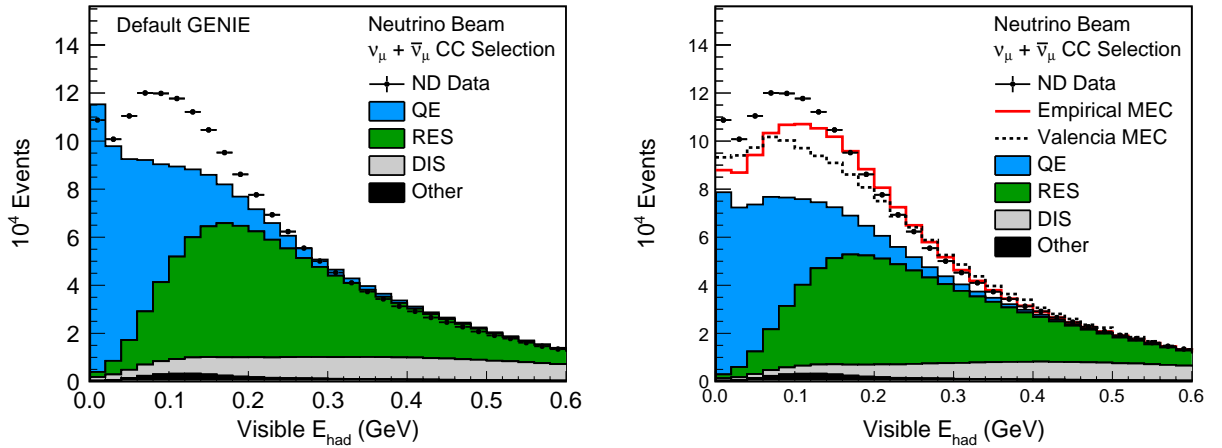


Рисунок 2.16 — Настройка сечений GENIE для моделирования [91]. Слева представлено различие в данных и моделировании в БД с моделью GENIE по-умолчанию. Справа — после части дополнительных настроек до применения МЕС, показано сравнение эмпирической модели МЕС и модели из Валенсии с данными.

По умолчанию, в GENIE есть четыре класса событий: квазиупругие взаимодействия по модели Ллевеллина Смита [93], резонансные процессы в формализме Рейна-Сегала [94], глубоко-неупругое рассеяние Бодека-Янга [95] и когерентное рассеяние. Изначальное состояние ядра описано по модели релятивистского Ферми-газа Смита-Моница [96]. Первым изменением по сравнению с моделью GENIE по-умолчанию стало добавление приближения случайных фаз [97] для учета дальнодействующих межнуклонных взаимодействий. Результатом становится подавление при малых значениях переданного четырехимпульса и небольшое увеличение при больших значениях [98]. Также было изменено значение аксиальной массы на большее значение $M_A^{CCQE} = 0.99 \text{ ГэВ}/c^2 \rightarrow 1.04 \text{ ГэВ}/c^2$ согласно работе [99]. В событиях глубоко-неупругого взаимодействия с рождением одного пиона с инвариантной адронной массой $< 1.7 \text{ ГэВ}/c^2$ дополнительно подавляются эти взаимодействия, как это предлагают последние результаты по анализу данных пузырьковых камер [100] и как это видит MINERvA [101].

Помимо этого, важным, но пропущенным в изначальной модели GENIE элементом становятся коллективные эффекты. Для их учета модель сечений GENIE по-умолчанию дополняется МЕС взаимодействиями в представлении $2p2h$ как конечного состояния ядра и

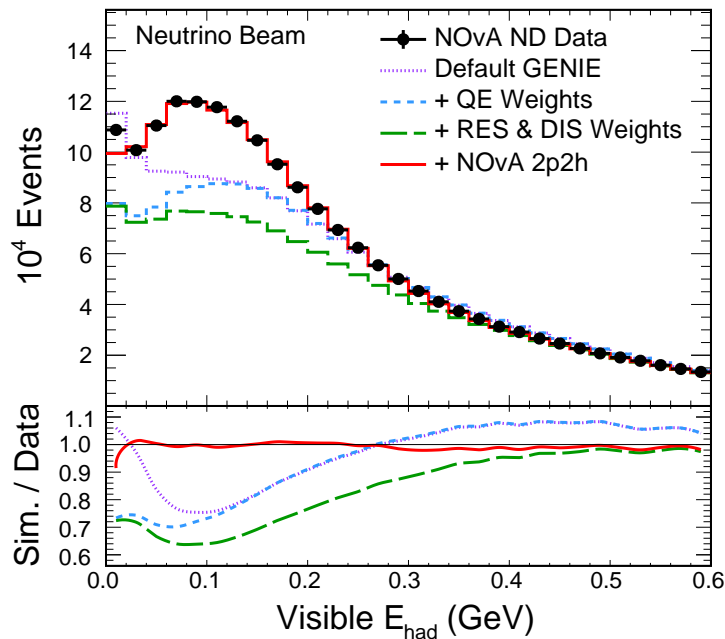


Рисунок 2.17 — Последовательная настройка модели сечений из GENIE согласно описанным в тексте шагам [91].

вылетевшей связки частиц. В GENIE версии 2.12.2, которая использовалась для Монте-Карло генерации для анализа 2018–2019 годов, представлены две модели MEC: «эмпирическая модель MEC» [89] и модель MEC группы из Валенсии [102]. Экспериментом была выбрана первая как лучше описывающая данные NOvA. Но этого также не достаточно для корректного описания данных. В эксперименте проводится дополнительная настройка сечений в пространстве переменных переданного четырехимпульса. Результирующее Монте-Карло представлено на Рисунках 2.16 – 2.17. Добавление RPA и MEC (2p2h) в GENIE по сходной методике уже было апробировано на данных эксперимента MINERvA [92].

Основной сигнал от событий, произошедших в детекторе — свет в сработавших ячейках. Для каждого срабатывания электроники записываются 4 числа: число отсчетов ADC (от англ. Analog-Digital Converter – АЦП), временная метка, номер плоскости и сработавшей ячейки. Результат Монте-Карло имеет тот же формат. В ходе дальнейшей обработки этих данных появляются реконструированные переменные более высокого уровня. Основные этапы реконструкции событий в детекторе следующие. Вначале происходит кластеризация событий — приписывание набора ячеек к одному событию по пространственному и временному расположению на основе алгоритма DBSCAN [103]. С помощью преобразования Хафа [104] восстанавливаются треки и находится вершина события. Реконструкция кластеров ячеек в событии, ассоциированных с одной частицей, испущенной из вершины, проводится с помощью метода нечеткой кластеризации k-средних [105], который минимизирует разброс энергосодержания. Трехмерное восстановление производится из независимых X и Y кластеров сработавших ячеек в двух направлениях плоскостей. Для реконструкции треков от ν_μ CC событий используется фильтр Кальмана [106]. Реконструированная энергия — сумма энергосодержания адронного ливня и реконструированной энергии лептона. В случае электронного

нейтрино — это калориметрическая энергия электромагнитного ливня, в случае мюонного трека — это энергия мюона восстановленная из его длины. Энергия мюонов, которые остановились в детекторе измеряется с разрешением 3%, энергия адронного ливня — с 30%. Для ν_e событий энергетическое разрешение полной энергии 11%.

Основной алгоритм идентификации событий в детекторах NOvA — это сверточная нейронная сеть CVN (от англ. Convolutional Visual Network) [28]. Входным объектом для нейронной сети являются изображения событий в детекторе в виде сработавших ячеек, энерговыделение обозначено интенсивностью цвета. Архитектура CVN была вдохновлена GoogLeNet [107]. Сеть анализирует событие посредством применения последовательности матричных операций. Для тренировки используется Монте-Карло в качестве источника типичного сигнала и фона. Для информации о фоне от космических мюонов используются реальные данные в ДД. Результатом для каждого события является число, которое определяет схожесть события с одним из 5 классов: ν_e , ν_μ , ν_τ , событие через нейтральные токи и космические мюоны.

Глава 3. Отбор событий в анализе появления ν_e в эксперименте NOvA

Соискатель разрабатывал критерии отбора событий для анализа $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) в эксперименте NOvA. Полученная схема отбора описывается в статье [A2] и применялась в официальном анализе данных эксперимента 2017–2019 годов. Также соискателем была проведена проверка эффективности отбора событий классификатором CVN для анализов данных 2019–2020 годов.

3.1 Стратегия отбора событий в эксперименте NOvA

Сигнал канала осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) имеет достаточно высокие фоны — события, сигнатура которых очень близка к сигнатуре взаимодействия электронного (анти-)нейтрино. Сигнальными событиями этого анализа являются ν_e СС и $\bar{\nu}_e$ СС взаимодействия в результате осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ для пучка нейтрино и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ для пучка антинейтрино.

Основные источники фона в анализе следующие:

- взаимодействия ν_e СС, изначально присутствующих в пучке (см. компоненты пучка на Рисунке 2.9);
- события от ν_e СС неправильного знака лептонного заряда, изначально присутствующие в пучке (см. компоненты пучка на Рисунке 2.9);
- события с взаимодействием через канал нейтрального тока;
- события с космическими мюонами;
- ν_μ СС события;
- ν_τ СС события;
- события пучка, провзаимодействовавшие с окружающей детектор средой, вторичные частицы которых дали сигнал в детекторе (самая малочисленная группа, так как хорошо отбрасываются требованием на попадание в доверительный объем).

Подробнее остановимся на этих типах событий и их особенностях.

Самые сложные при отборе источники фона — это события от процессов, которые имеют ν_e нейтрино в конечном состоянии в ДД. К этому типу взаимодействия относятся следующие классы:

- ν_e , изначально присутствующие в пучке, для случая нейтринного пучка это события от процессов $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ и $\nu_e \rightarrow \nu_e$;
- события с частицами неправильного знака лептонного заряда, изначально присутствующие в пучке, от процессов $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (для нейтринного пучка) и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (для случая антинейтринного).

Примеры таких событий представлены на Рисунке 3.1. Типичная сигнатура взаимодействия электронного (анти-)нейтрино через канал заряженного тока — это наличие электромагнитного ливня, порожденного лептоном, и адронный ливень. Практически в равной степени в конечном состоянии вместе с электроном могут быть порождены нуклон (квазиупругое взаимодействие), нуклон + пион (резонансное взаимодействие) и богатый на адроны ливень (глубоко неупругое взаимодействие). Электрон с энергией ~ 1 ГэВ порождает в детекторе электромагнитный ливень с шириной несколько ячеек и длиной примерно 2.5 м (40 плоскостей детектора). Радиационная длина для детектора примерно 40 см, мольеровский радиус — 7 см. Постановка эксперимента не позволяет разделять события с позитронами или электронами. Таким образом, ν_e и $\bar{\nu}_e$ в общем смысле являются неразличимыми. Число нейтрино неправильного знака в пучке достаточно малое (см. Таблицу 3). Из-за одинако-

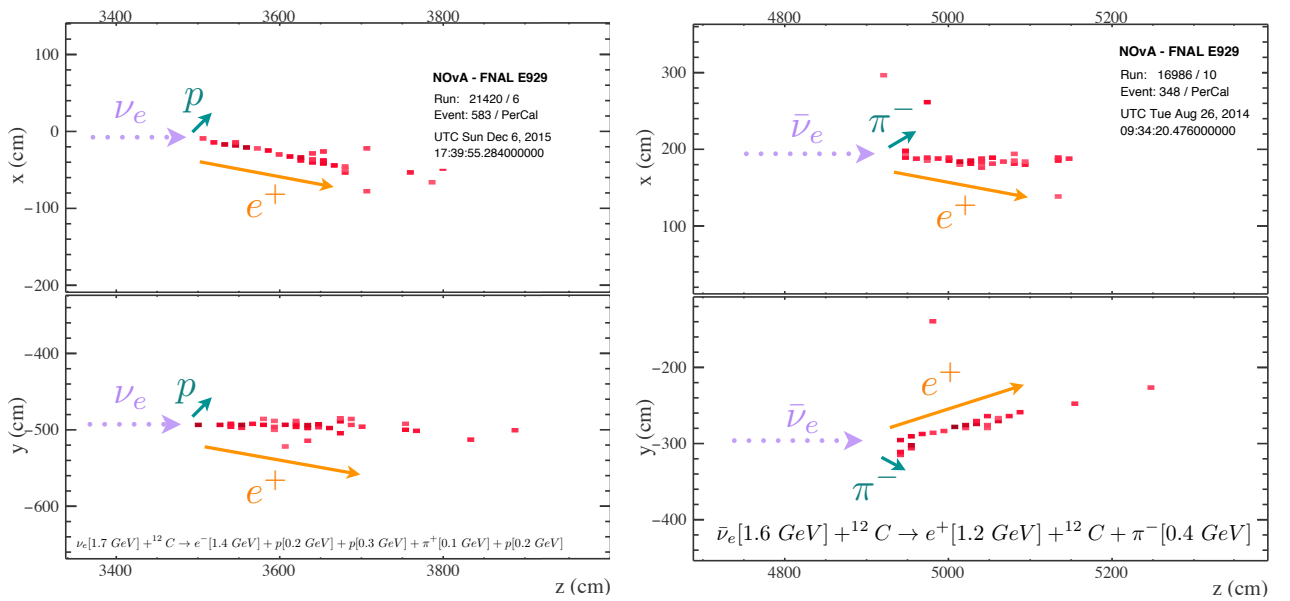


Рисунок 3.1 — Примеры событий, порожденных взаимодействием ν_e и $\bar{\nu}_e$ через заряженные токи в веществе детектора и прошедшее все критерии отбора в ДД NOvA. Монте-Карло моделирование.

вой топологии с сигналом события с неправильным знаком лептонного числа и от процесса $\nu_e \rightarrow \nu_e$ невозможно исключить из финального множества отобранных событий для анализа. Однако, важным способом контроля этих фонов является корректное предсказание числа таких событий в ДД для анализа данных. Для этого используется декомпозиция и экстраполяция предсказаний из БД, разыгранных по методу Монте-Карло, о которых речь пойдет в следующей Главе.

Остальные типы фоновых событий не имеют ν_e ($\bar{\nu}_e$), однако из-за продуктов реакций в детекторе они могут выглядеть подобно сигнальным.

Типичная сигнатура событий ν_μ СС взаимодействия представлена на Рисунке 3.2. Такие события имеют явно отличимый длинный мюонный трек. Результирующая энергия ν_μ СС события складывается из реконструированной энергии мюонного трека и калориметрической энергии адронного ливня. Мюон энергии 1 ГэВ пролетает в детекторе 70 плоскостей

(примерно 4.2 м). В случае короткого мюонного трека или перекрытия трека мюона и адронного ливня этот тип событий может быть неотличим от сигнальных ν_e СС событий. Таким образом, такие события могут попасть в набор данных для анализа.

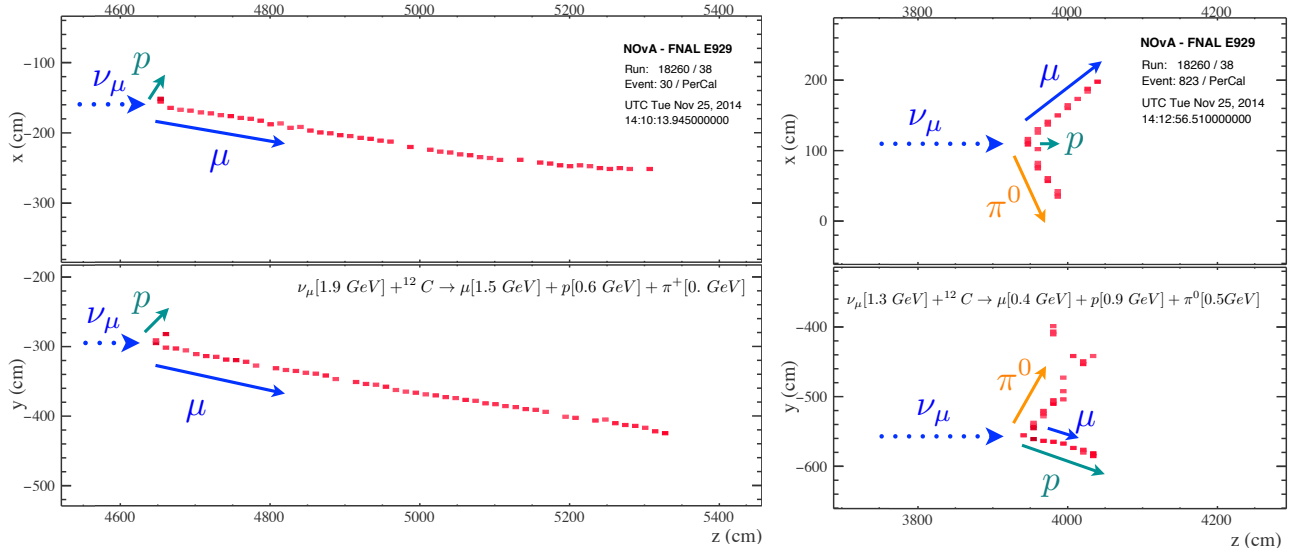


Рисунок 3.2 — События, порожденные взаимодействием ν_μ через заряженные токи в веществе ДД NOvA. Монте-Карло моделирование. Событие слева представляет собой типичное взаимодействие ν_μ СС. Событие справа представляет собой ν_μ СС, которое прошло все критерии отбора для ν_e событий.

Типичные события ν_τ СС имеют сравнительно высокий порог взаимодействия (~ 3.5 ГэВ), связанный с рождением тау-лептона. Поэтому в интересующей области энергии (от 1 до 4 ГэВ) этих событий сравнительно немного. Типичная топология таких событий представлена на Рисунке 3.3. Для обычного ν_τ события характерна высокая выделенная энергия и множественность, однако, если большую часть энергии изначального ν_τ унесли нейтрино, рожденные при распаде τ , а энергия оставшихся адронов не очень велика, полученная сигнатура может быть похожа на сигнальное событие.

Все типы нейтрино могут взаимодействовать со средой детектора через нейтральные токи. Число таких взаимодействий не зависит от осцилляций нейтрино. В NC взаимодействиях могут быть рождены пионы, которые порождают адронный или электромагнитный ливень в детекторе (Рисунок 3.4). Особенно сложно отделимы события с π^0 , который быстро распадается на пару гамма-квантов. Взаимодействие с рождением π^0 в целом выглядит отлично от событий ν_e СС, однако в ряде случаев топология может быть очень запутанной. В случае двух электромагнитных ливней NC взаимодействие явно отличимо, но второй ливень может иметь низкую энергию или накладываться с первым. После распада π^0 гамма-кванты должны пройти определенное расстояние в детекторе, прежде чем породить электромагнитный ливень. Это расстояние называется длиной конверсии и для детектора NOvA составляет 50 см. Однако в ряде случаев промежутки между вершиной и электромагнитным ливнем может быть достаточно мал. Учитывая, что в NC взаимодействиях вылетающее нейтрино уносит часть энергии, при прочих равных взаимодействие через нейтральные токи будет иметь меньшую реконструированную энергию, чем ν_e СС. Но нейтрино высокой энергии

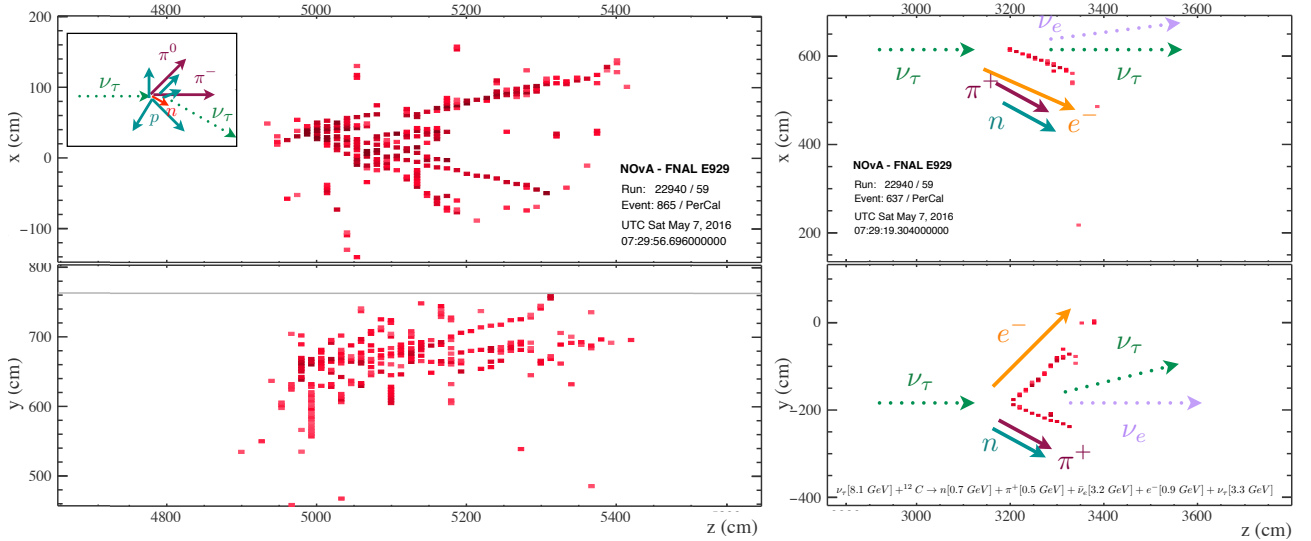


Рисунок 3.3 — Типичное событие, порожденное взаимодействием ν_τ через заряженные токи в веществе ДД NOvA. Монте-Карло моделирование. В результате такого взаимодействия порождается большое число вторичных частиц. Иногда результат такого взаимодействия проходит критерии отбора ν_e СС событий, как, например, событие справа.

могут породить частицы в детекторе, реконструированная энергия которых попадает в требуемый интервал для анализа.

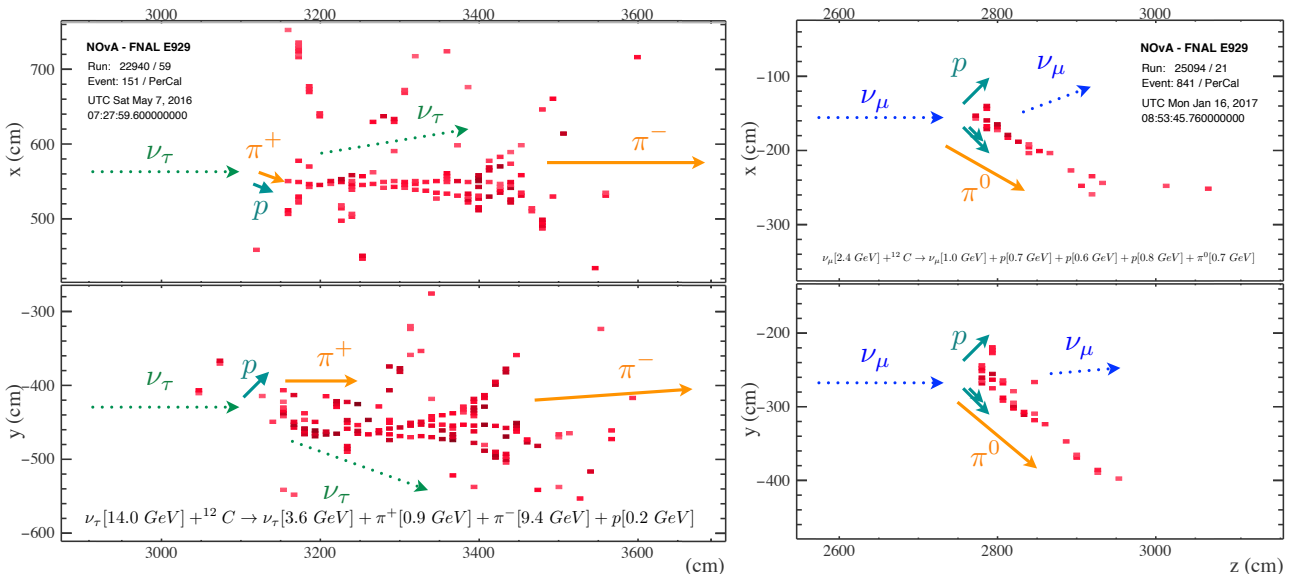


Рисунок 3.4 — Типичное событие, порожденное взаимодействием через нейтральные токи в веществе ДД NOvA. Монте-Карло моделирование. Событие справа представляет собой пример такого взаимодействия, которое прошло все критерии отбора ν_e СС событий.

Так как ДД эксперимента расположен на поверхности, число событий, порожденных мюонами, достаточно велико (148 кГц). Здесь и далее по тексту мюоны, рожденные в атмосфере Земли от взаимодействия космических частиц, будут называться космическими мюонами из-за сложившейся терминологии. В окне прихода пучка в ДД (10 мкс каждые 1.3 с) среднее число космических мюонов примерно 1, в то время как ожидаемое число зарегистрированных нейтрино намного меньше: в среднем 50 ν_e СС и 650 ν_μ СС событий для

экспозиции 6×10^{20} POT, которая является плановой статистикой набора за один год работы (ожидаемые числа нейтрино существенно зависят от осцилляционных параметров, реализованных в природе). Эти космические мюоны изредка могут быть похожи на сигнальные события (Рисунок 3.5). Для предсказания космического фона используются данные вне 550

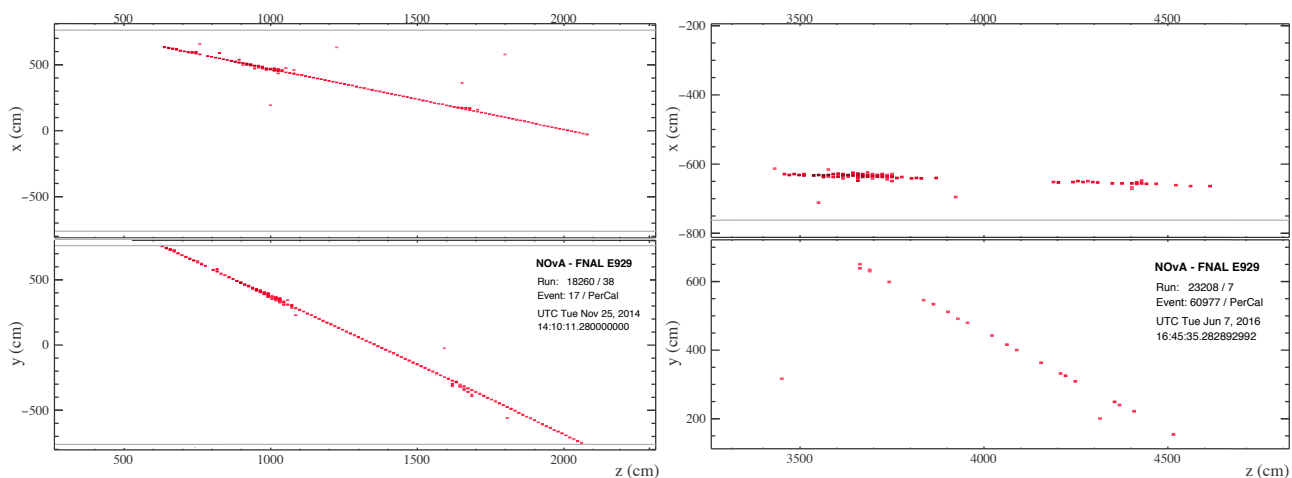


Рисунок 3.5 — Типичное событие, порожденное космическим мюоном в веществе ДД NOvA. Событие справа прошло все критерии отбора ν_e событий.

мкс окна пучка. Для предсказания фоновых ν_e СС, НС и ν_μ СС используются скорректированные с помощью БД Монте-Карло предсказания. Для самых маленьких фонов (например, события от частиц, рожденных в результате взаимодействия нейтрино с породой вокруг детектора, и ν_τ СС) используется только Монте-Карло для ДД NOvA без экстраполяции.

3.2 Настройка критериев отбора

Для настройки критериев отбора использовались предсказания сигнальных и всех фоновых событий в ДД. Оценкой оптимизации критерия отбора была величина $FOM = s/\sqrt{(s+b)}$ (от англ. Figure of merit), где s — сигнал, b — суммарных фон. Путем варьирования положения критериев отбора выбиралось такое их значение, которое бы давало максимум для следующей конструкции:

$$\sum_{i=1}^N \frac{FOM_{i, \text{тест}}^2}{FOM_{i, \text{изначальное}}^2}, \quad (3.1)$$

где сумма N берется по всем бинам двумерной гистограммы реконструированной энергии и значения классификатора CVN (Рисунок 3.16), которая используется для подгонки данных.

Величина FOM пропорциональна увеличению экспозиции и, следовательно, статистики, а также косвенно связана с чувствительностью к иерархии масс. Таким образом, при том же времени работы эксперимента путем оптимизации критериев отбора можно добиться увеличения статистики в анализе, эквивалентной дополнительному набору данных. В

дальнейшем при обсуждении полученных схем будет приводиться увеличение в статистике, которое дала полученная схема, в терминах, эквивалентных набору данных.

Проверочным методом настройки была оптимизация путем нахождения максимума следующего выражения

$$\frac{LL_{\text{тест}}^2}{LL_{\text{изначальное}}^2}, \quad (3.2)$$

где LL — логарифмическая функция правдоподобия для пуассоновского распределения, посчитанная для двух тестовых точек $3\pi/2$ Нормальной иерархии и $\pi/2$ Обратной иерархии. Таким образом, оптимизация отношения этих функций эквивалентна оптимизации чувствительности эксперимента к измерению иерархии масс нейтрино. Оба метода показали равноценные результаты.

Разработанная по этим принципам и предложенная схема отбора в анализе ν_e событий представляет собой смесь традиционных критериев отбора для ряда переменных и отбор с применением машинного обучения (BDT). Помимо этого, события разделялись на две выборки — Центральную и Периферийную.

Пример варьирования одного традиционного критерия отбора (числа сработавших ячеек детектора, приписанных к этому событию) и подсчет (3.1) для каждого тестового положения представлен на Рисунке 3.6, остальные критерии отбора при этом оставались зафиксированными. Положение, при котором значение (3.1) максимально ($40 < N < 150$), является наиболее благоприятным для этого критерия. Изменение в частности этого критерия отбора принесло +2% в терминах экспозиции по сравнению с его положением, которое использовалось в предыдущем анализе. Схожей методикой оценивались и остальные компоненты отбора.

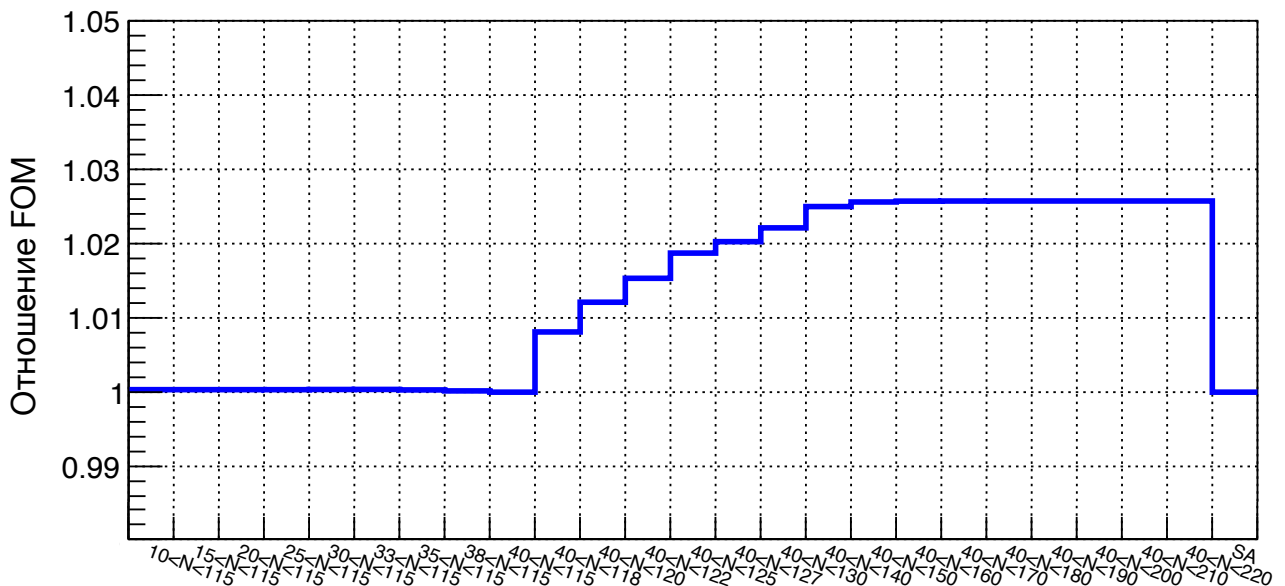


Рисунок 3.6 — Варьирование критерия отбора на число сработавших ячеек детектора, пучок антинейтрино.

Рассматривались изменения как уже существующих критериев отбора до этой работы, так и введение новых переменных, которые могут иметь выраженное разделение сигнал/фон.

Однако после проверки по описанной выше методике, не все из них приносили какой-то выигрыш в анализ. Пример такой неудачной переменной, которая тем не менее кажется перспективной, на Рисунке 3.7. Предполагалось, что она сможет заменить в критериях отбора переменную доли поперечного импульса частицы. После применения существующих компонент отбора разделение сигнал/фон становится менее выраженным. Тем не менее, в последующие годы она нашла свое применение в обучении BDT для отсеивания космических мюонов, о котором речь пойдет дальше.

Далее описываются финальная предложенная схема отбора событий.

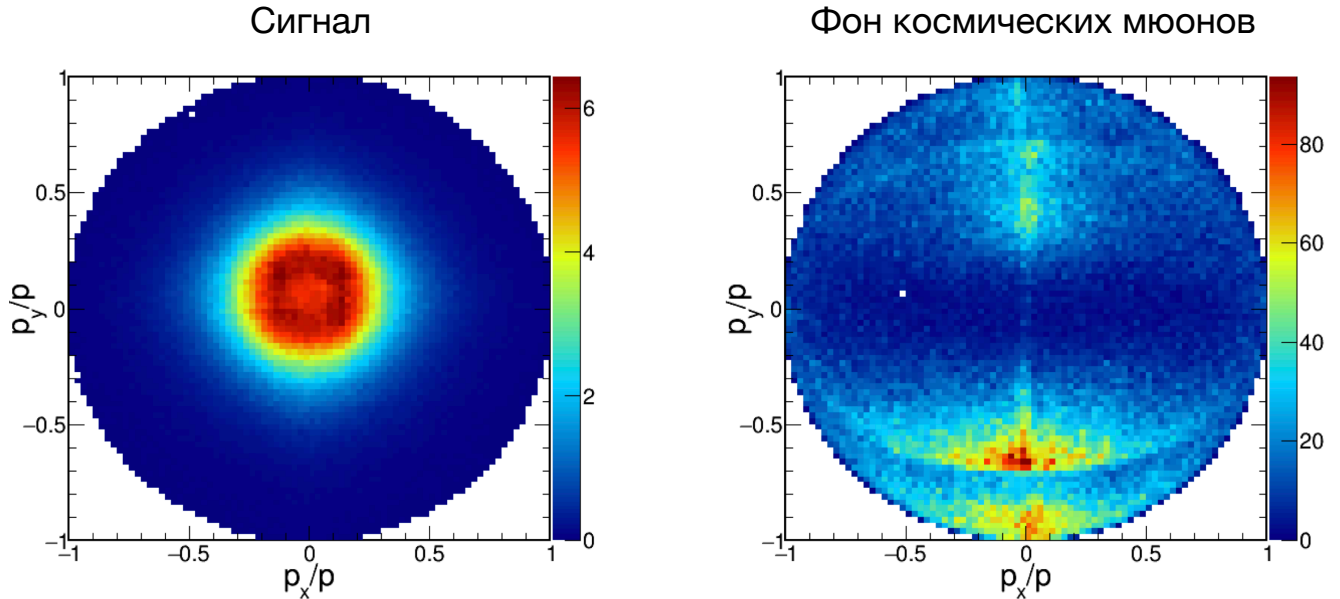


Рисунок 3.7 — Переменная импульс события, разделенная на горизонтальную и вертикальную компоненты, нормированная на полный импульс.

3.2.1 Традиционные критерии и Центральная выборка событий

Традиционные критерии отбора — это ограничения, накладываемые на определенные переменные, которые обладают хорошей способностью отделять сигнал и фон.

В анализе ν_e событий мы начинаем с серьезной задачи отделения большого числа космических мюонов от событий пучка, число которых в результате сокращается на несколько порядков.

В Центральной выборке все компоненты отбора представляют собой традиционные критерии отбора в следующей последовательности:

- отбор по качеству событий:
 - проверка на наличие всех базовых реконструированных характеристик события;
 - отбираются только события в детекторе с четырьмя последовательными диблоками, чтобы отбросить события с незарегистрированными фрагментами;

Таблица 5 — Последовательное применение групп критериев отбора в Центральной выборке событий.

Стадия отбора	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ CC	ν_e CC пучка	NC	ν_μ, ν_τ CC	Космические мюоны
До критериев	77.9	48.7	612.1	973.8	4.91×10^7
Доверительный объем и предотбор	52.3	8.0	121.4	49.3	2.05×10^4
Отбор космических мюонов (все критерии кроме CVN)	51.3	7.9	114.3	47.0	1.58×10^4
Все критерии отбора	41.4	6.0	5.3	1.3	2.0

- предварительный отсев космических мюонов на стадии реконструкции;
- «предотбор событий» по энергетическим характеристикам (Рисунок 3.8):
 - значение реконструированной энергии события,
 - длина главного ливня,
 - число сработавших ячеек детектора, приписанных к этому событию;
- отсев космических мюонов:
 - попадание в доверительный объем (отрезается полоса детектора в 63 см сверху, 12 см по бокам и снизу, 18 см в передней и задней частях детектора),
 - космические фотоны в задней части детектора по значению асимметрии пустых ячеек э/м ливня в конце и в начале ливня (Рисунок 3.9), которые косвенно показывают направление, если оно внутрь, то это события фона, пришедшие со стороны задней части детектора;
 - доля поперечного импульса (p_T/p) главного ливня события в зависимости от близости к верху детектора (Рисунок 3.9);
- значение классификатора CVN.

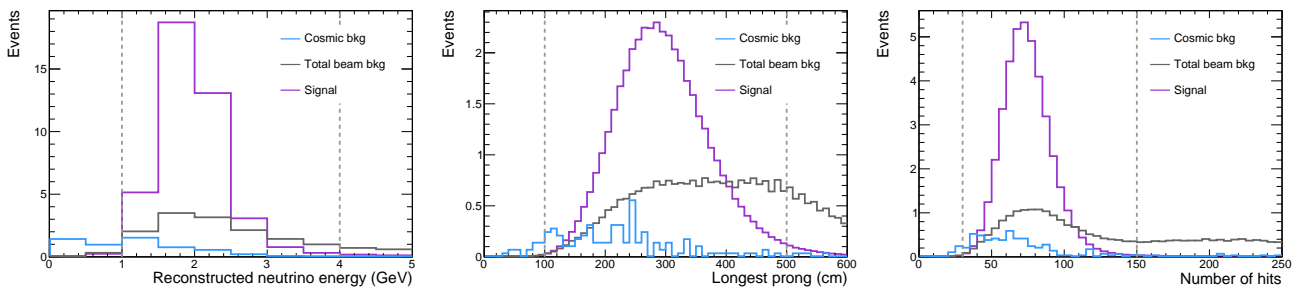


Рисунок 3.8 — Отбор событий по реконструированной энергии (слева), по длине главного ливня (центральный) и по числу сработавших ячеек (справа). Серыми линиями показаны граничные значения, цветные гистограммы — сигнал и фоны.

Эффективность каждой группы можно оценить на Рисунке 3.10 и в Таблице 6.

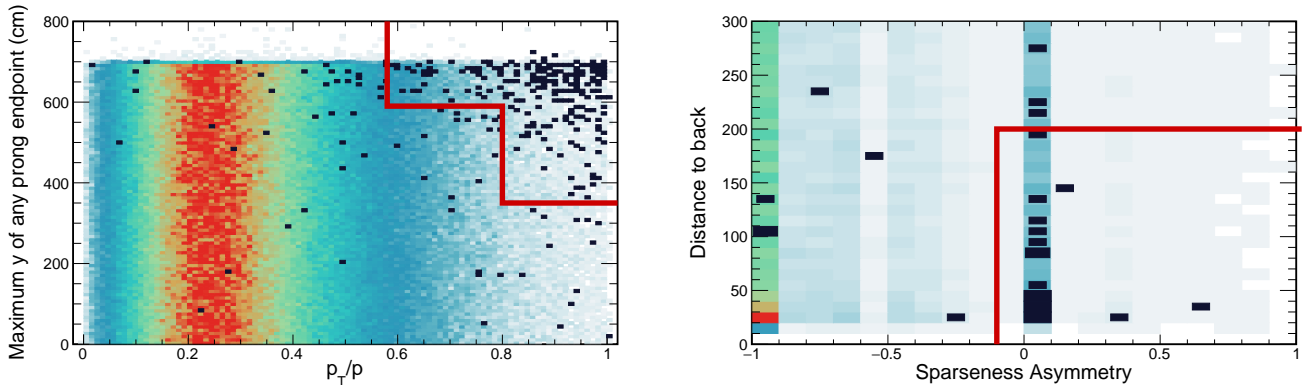


Рисунок 3.9 — Гистограммы, иллюстрирующие отбор событий по поперечному импульсу в зависимости от близости события к верху детектора (Рисунок слева) и асимметрии пустых ячеек э/м ливня в конце и в начале ливня в зависимости от близости события к задней части детектора (Рисунок справа). Красными линиями показана вырезаемая и отбрасываемая часть пространства значений. Цветная гистограмма — события пучка, черная гистограмма — космические мюоны.

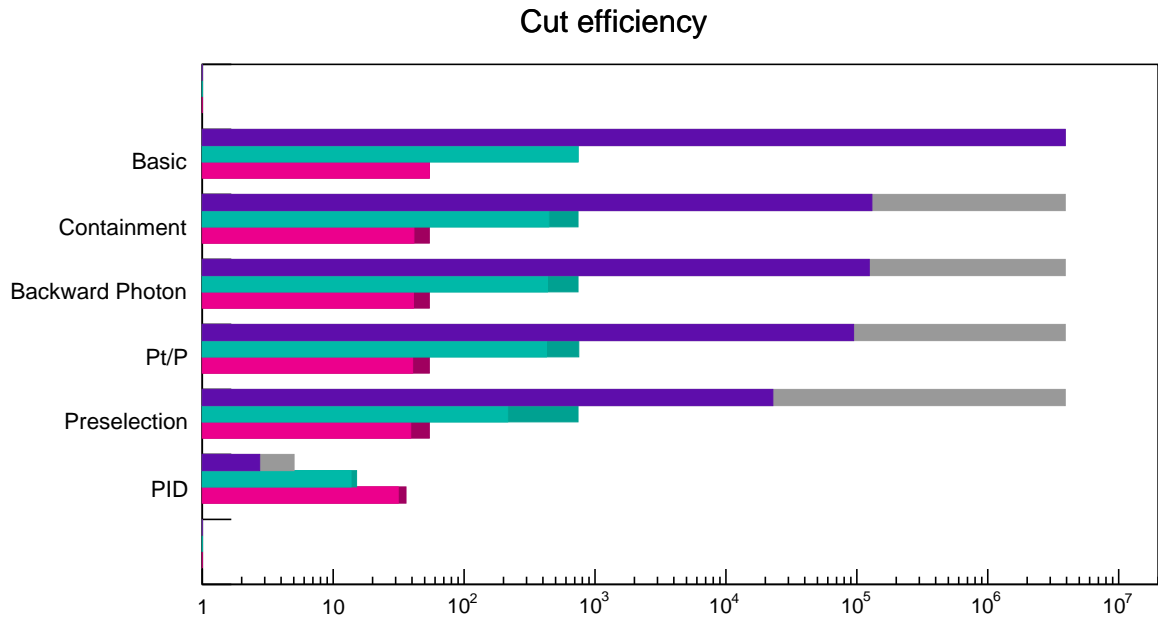
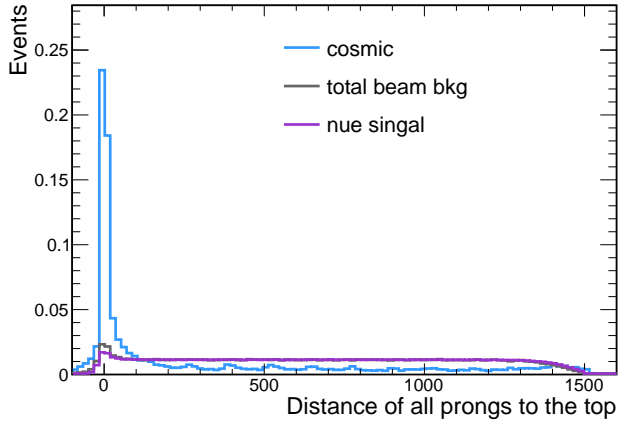


Рисунок 3.10 — Последовательное применение традиционных критериев отбора событий в Центральной выборке. Красный цвет — сигнал, зеленый — фон пучка, фиолетовый — космические мюоны. Темно-красный, темно-зеленый и серый цвета соответствуют событиям, попавшим в Периферийную выборку.

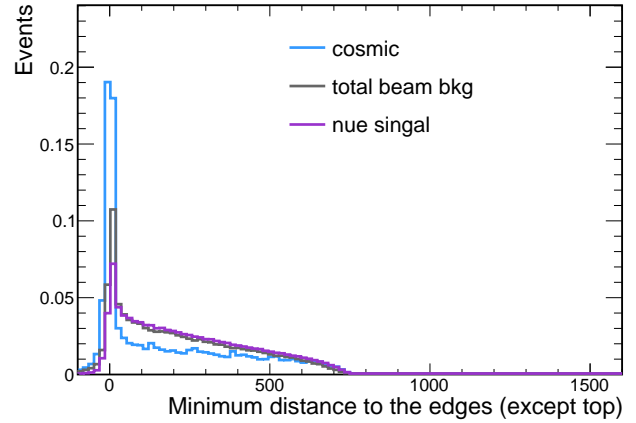
3.2.2 Машинное обучение для отбора космических событий и Периферийная выборка

Для анализа 2017 года впервые было использовано машинное обучение для отбора космических мюонов. Для этого было настроено дерево принятия решений (Boosted Decision

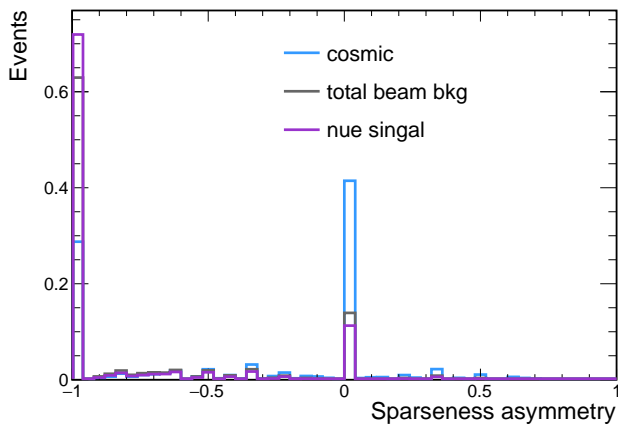
Tree) пакета TMVA [108] библиотеки ROOT [109]. Для обучения использовались 5 переменных, которые имеют высокую чувствительность к разделению событий пучка и космических мюонов (Рисунок 3.11): расстояние события до верха детектора, расстояние до ближайшей стороны детектора, асимметрия вперед/назад, доля поперечного импульса, число сработавших ячеек.



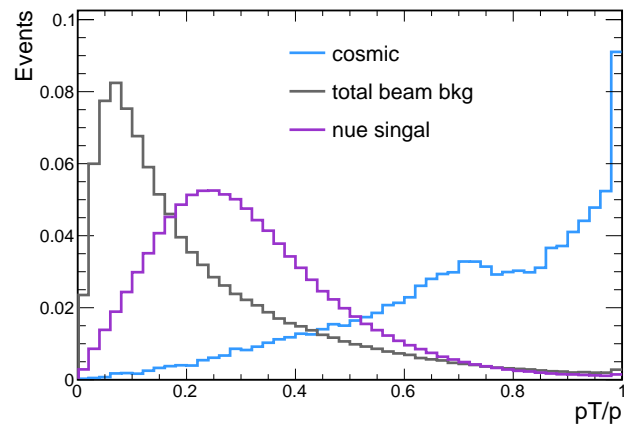
а) Расстояние от события до верха детектора.



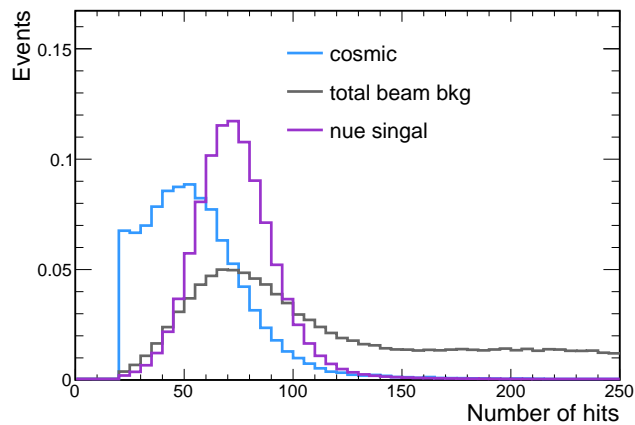
б) Расстояние от события до сторон детектора.



в) Асимметрия назад/вперед события.



г) Доля поперечного импульса события.



д) Число сработавших ячеек события.

Рисунок 3.11 — Переменные, использованные для обучения дерева решений для отбора космических событий.

Периферийная выборка для анализа состоит из событий, которые не прошли в Центральную выборку, но имеют очень высокие значения классификаторов CVN и дерева решений BDT (Рисунок 3.12), таким образом почти наверняка представляя собой сигнал от ν_e события. В основном это события, расположенные вне доверительного объема. Как было указано в предыдущем разделе, доверительным объемом отрезается полоса ДД в 63 см сверху, 12 см по бокам и снизу, 18 см в передней и задней частях детектора. Несмотря на малость значений, суммарно отбрасывается примерно 1 кт объема детектора из 14 кт. Пересмотр событий из этой области может потенциально принести значительное количество сигнальных событий, но и число фоновых событий там также высокое, в первую очередь из-за космических мюонов. Для отсеивания последних используется BDT. Так как события могут лежать очень близко к границе детектора, полностью доверять их реконструированной энергии нельзя. Поэтому Периферийная выборка представляет собой один бин вместо спектра по энергии как Центральная выборка.

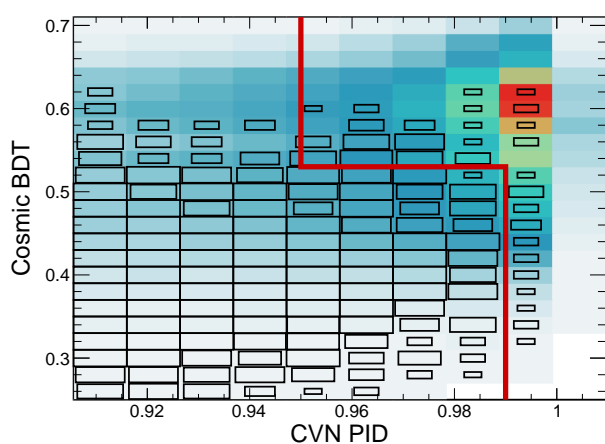


Рисунок 3.12 — Отбор событий по значению классификаторов BDT и CVN, область отделенная справа красной линией используется для анализа данных. Цветная гистограмма — события пучка, черные прямоугольники — космические мюоны, размер прямоугольника пропорционален числу событий в бине.

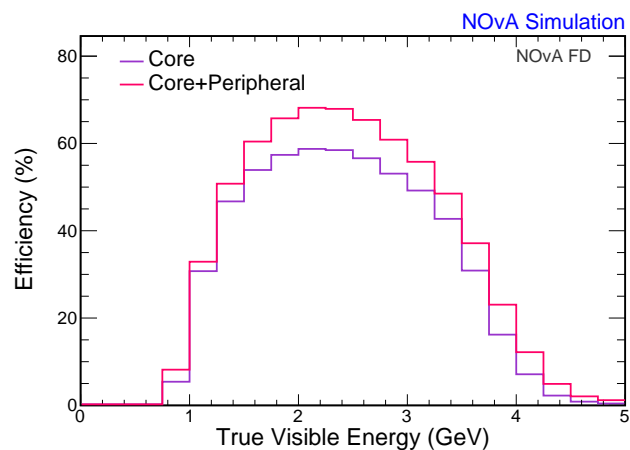


Рисунок 3.13 — Ожидаемая эффективность отбора сигнальных событий ν_e СС в терминах истинной энергии из Монте-Карло, выделенной в детекторе.

Помимо выбранных финальных пяти переменных рассматривались и другие, которые потенциально могли помочь отбросить фон космических мюонов. Однако они не вносили существенного улучшения в анализ, а иногда являлись коррелированными с уже используемыми переменными. Матрицы корреляций для сигнала и фона для одного из тестовых наборов переменных представлены на Рисунке 3.14. Помимо описанных выше пяти переменных в этом примере добавлялись: значение классификатора CVN (в случае его использования в обучении, разумеется, использование двухмерного критерия отбора CVN–BDT было бы невозможным), доля полной реконструированной энергии y , уносимая не электромагнитным ливнем (переданная энергия), число сработавших ячеек в одной плоскости, число ливней в

Таблица 6 — Последовательное применение групп критериев отбора в Периферийной выборке событий.

Стадия отбора	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ CC	ν_e CC пучка	NC	ν_μ, ν_τ CC	Космические мюоны
Периферийная выборка, базовый отбор	20.4	6.6	199.9	160.9	2.79×10^6
Все критерии отбора	5.9	1.0	0.2	0.1	2.2

события, ширина ливня, угол раствора события относительно оси Z вдоль длинной стороны детектора, значение классификатора ReMid для идентификации мюонного трека (классификация по методу k ближайших соседей).

В дальнейшем коллегами из коллаборации было выполнено повторное обучение BDT с использованием разработанной методики для анализа данных 2020 года с новым Монте-Карло и попыткой внедрения других переменных. Здесь нашла свое применение, например, уже упоминавшаяся переменная из Рисунка 3.7, которая заменила поперечный импульс. Начиная с анализа 2020 года BDT применялось и для Центральной выборки, и для Периферийной, полностью заменив собой традиционные критерии отбора для отсеивания космических мюонов.

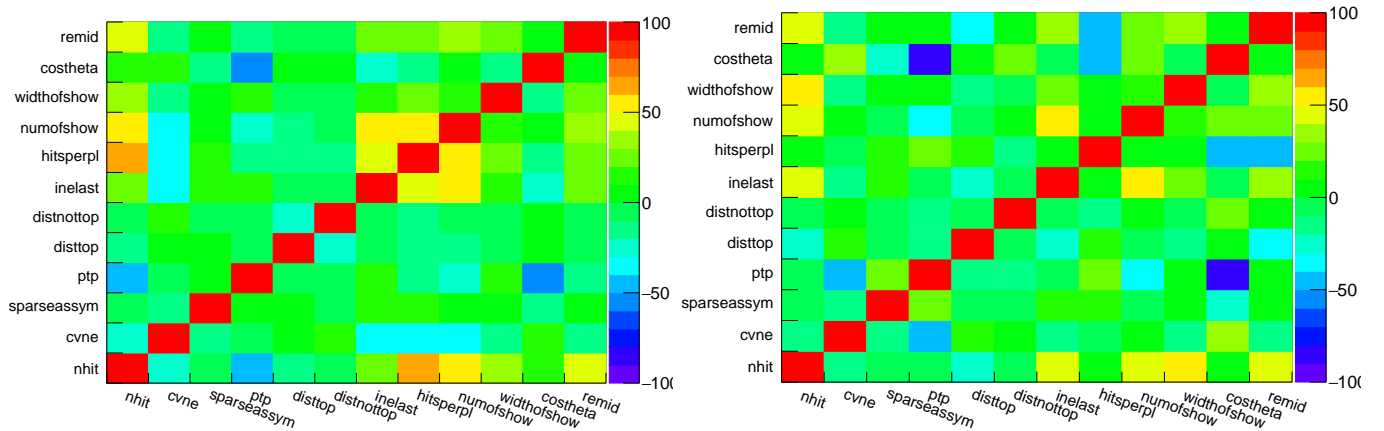


Рисунок 3.14 — Матрицы корреляций для тестового набора переменных для сигнала (слева) и фона (справа).

3.2.3 Финальная схема

Финальная разработанная схема отбора представлена на Рисунке 3.15. Таким образом, финальный спектр событий ν_e CC состоит из трех спектров по энергии для разных интервалов значений классификатора (Центральная выборка) и одного Периферийного бина

(Рисунок 3.16). Разделение на три энергетических спектра для разных диапазонов классификатора CVN выгодно с точки зрения соотношения сигнал/фон (выше значение CVN — чище спектр). Ожидаемая эффективность отбора сигнальных ν_e событий (отношение числа отобранных событий к числу изначальных до всех критериев отбора) в Центральной выборке составляет 53% ($\sim 58\%$ в максимуме в спектре по истинной энергии), добавление Периферийной выборки увеличивает это значение до 60.7% ($\sim 67\%$ в максимуме). Промоделированная эффективность в зависимости от истинной энергии, выделенной в детекторе, представлена на Рисунке 3.13. В терминах экспозиции детектора оптимизация критериев отбора Центральной

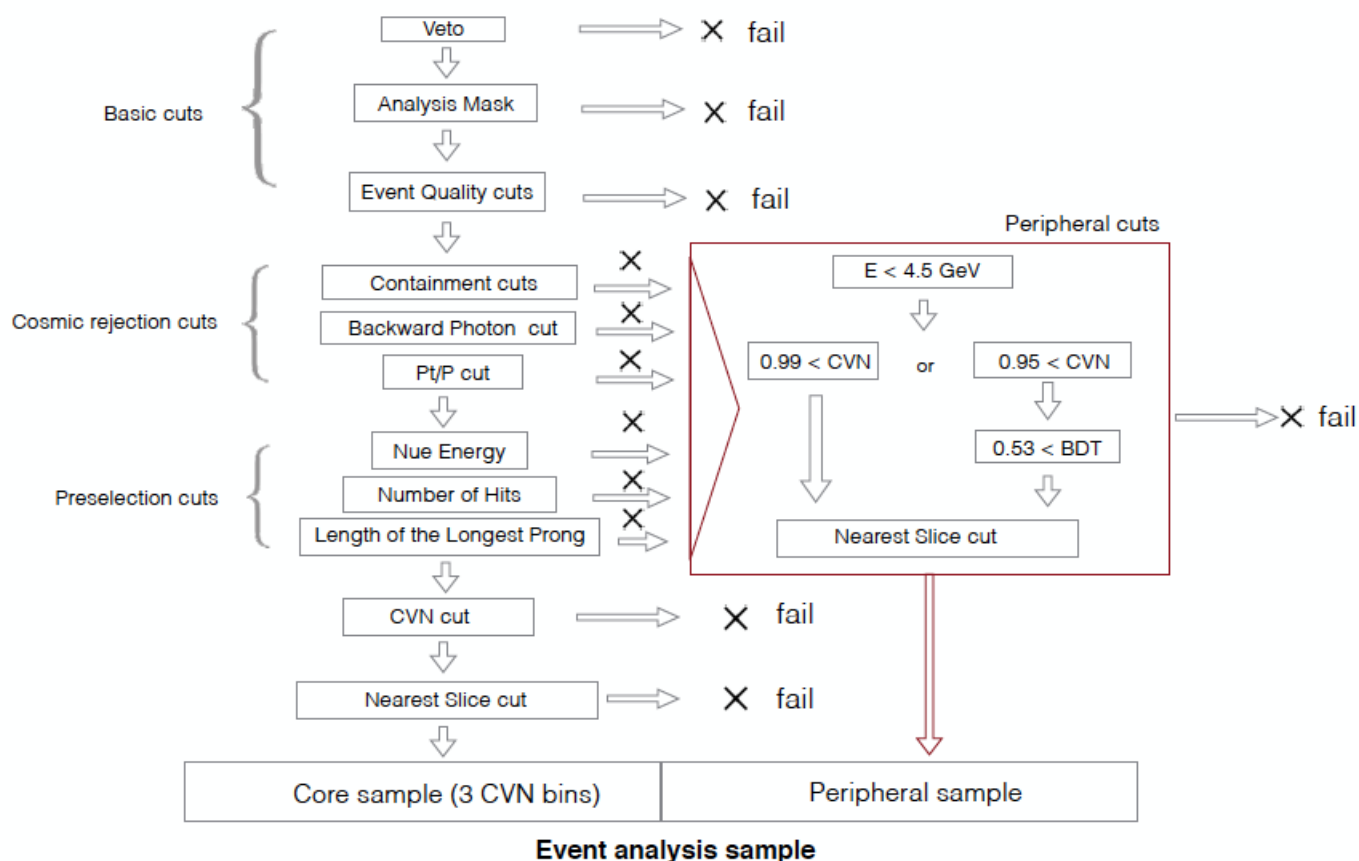


Рисунок 3.15 — Схема категорий критериев отбора ν_e событий в ДД эксперимента NOvA.

выборки дала выигрыш $+6.8\%$, что суммарно с введением группы событий из Периферийной выборки составило $+17.4\%$.

3.3 Апробация разработанной схемы для отбора событий в $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ анализах 2017 – 2019 года на реальных данных

Разработанная схема применялась в отборе событий эксперимента в 2017 – 2019 годах. В 2017 году было найдено 66 событий (Рисунок 3.16) ν_e , провзаимодействовавших через

заряженные токи, в ДД эксперимента с ожидаемым числом фоновых событий 20.3 ± 2.0 , в которые входят $7.3 \nu_e$ СС, изначально присутствующие в пучке, 6.4 NC, $1.3 \nu_\mu$ СС, $0.4 \nu_\tau$ СС события и 4.9 события с космическими мюонами (Рисунок 3.17). Экспозиция детектора на 2017 год составила 8.85×10^{20} POT-экв.

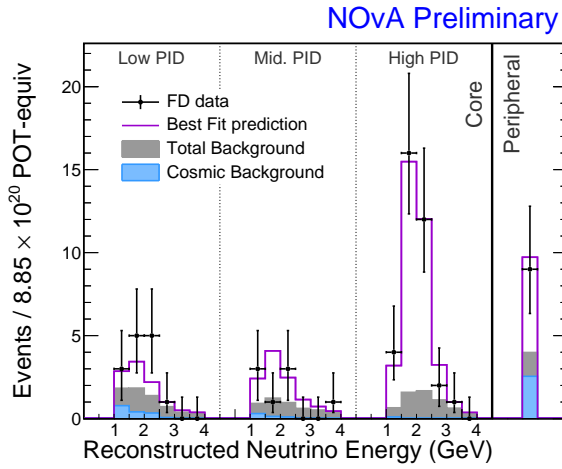


Рисунок 3.16 — Отобранные события для анализа данных 2017 года.

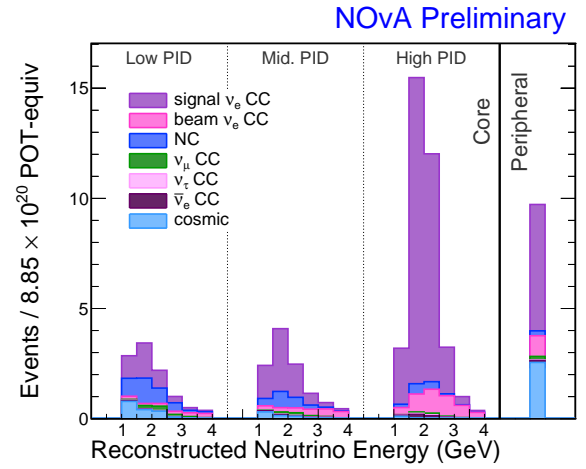


Рисунок 3.17 — Монте-Карло предсказания всех компонент финального спектра.

Последовательное применение схемы отбора событий представлено на Рисунках 3.18 и 3.19. Для удобства изображения значения классификатора CVN ниже 0.5 по оси X не приводятся, поскольку большая часть изначальных космических мюонов сосредоточена на малых значениях CVN.

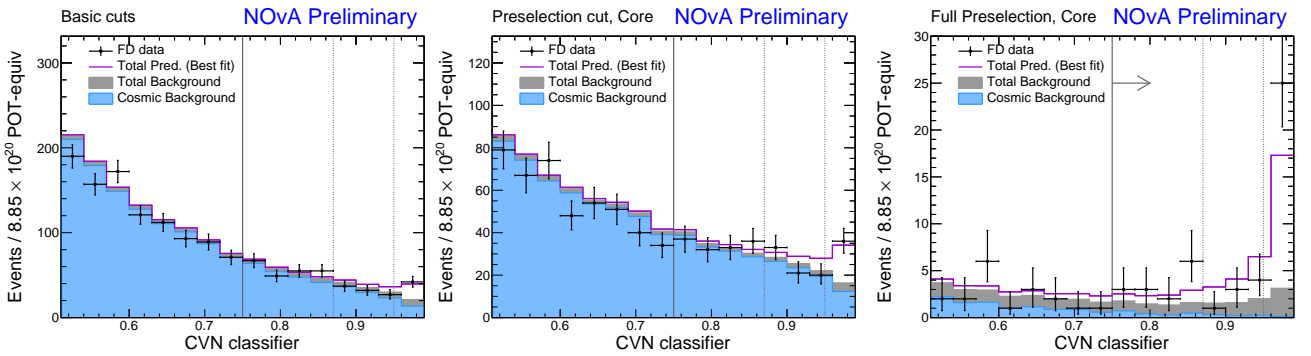


Рисунок 3.18 — Последовательное применение критериев отбора событий для Центральной выборки для значения классификатора CVN. Рисунок слева представляет собой результат отбор первой группы базовых критериев, средний Рисунок представляет события, прошедшие предотбор, правый Рисунок показывает события, прошедшие отбор от космических мюонов. Серыми линиями представлены граничные значения CVN для трех бинов-спектров. Финальный критерий отбора $CVN > 0.75$. Для удобства значение оси X начинается от 0.5.

Отобранное число событий ν_e напрямую связано с осцилляционными параметрами θ_{23} , Δm_{32}^2 , δ_{CP} и порядком нейтринных масс (Рисунок 3.20). Наибольшая чувствительность именно к последним двум параметрам. Сравнение ожидаемых чисел событий в зависимости от значения δ_{CP} для двух иерархий масс нейтрино и полученного значения представлено

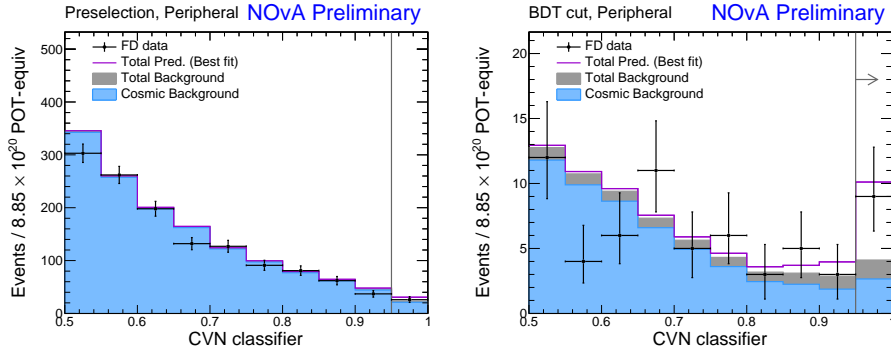


Рисунок 3.19 — Последовательное применение критериев отбора событий для Периферийной выборки событий для значений классификатора CVN. Левый Рисунок представляет собой все событий, провалившие критерии отбора Центральной выборки и попавшие в Периферийную. Правый рисунок представляет собой примененные ограничения на значения BDT, левой линией обозначено граничное значение CVN.

на Рисунке 3.20. В 2017 год наилучшее значение подгонки данных NOvA лежало в точке $\delta_{CP} = 1.21\pi$, $\sin^2\theta_{23} = 0.56$ и $\Delta m_{32}^2 = 2.44 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ (Нормальный порядок масс).

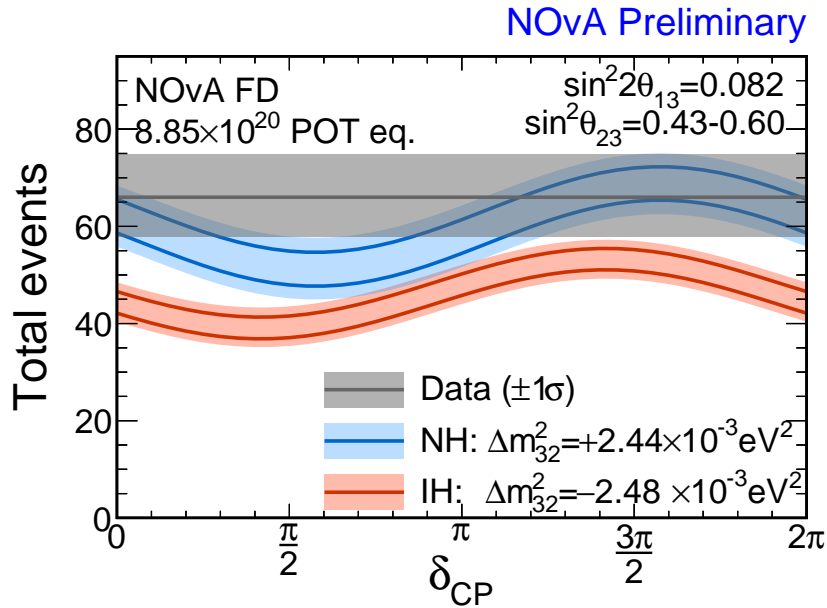


Рисунок 3.20 — Сравнение предсказываемого полного числа событий в зависимости от значения δ_{CP} и иерархии нейтринных масс и полученных реальных данных.

В 2018 году состоялся первый анализ данных эксперимента с антинейтринным пучком. Для этого анализа была также проведена настройка критериев отбора событий для электронных антинейтрино в ДД. Было принято решение сохранить насколько возможно одинаковую структуру процедуры отбора для нейтринного и антинейтринного пучков. Однако, из-за меньшей статистики событий с антинейтрино по сравнению с нейтрино границы критериев отбора подвинулись в более строгую область, где соотношение «сигнал/фон» более высокое. Из существенных изменений по сравнению с анализом 2017 года: отброшенный третий бин-спектр CVN в гистограмме для анализа, новая нейронная сеть CVN, натренированная индивидуально для отбора нейтринных и антинейтринных событий.

В 2018 году с экспозицией ДД 8.85×10^{20} POT с пучком нейтрино и 6.9×10^{20} POT с пучком антинейтрино было выбрано 58 ν_e и 18 $\bar{\nu}_e$ событий-кандидатов в ДД эксперимента. Ожидаемое число фоновых событий для набора данных с нейтринным пучком составило 15.1 события, из них: 0.66 $\bar{\nu}_e$ СС (фон неправильного знака), 6.85 ν_e СС изначально присутствующих в пучке, 0.67 ν_μ СС, 0.37 ν_τ СС, 3.21 NC и 3.33 события от космических мюонов. Ожидаемое число фоновых событий для набора данных с антинейтринным пучком составило 5.3 события, из них: 1.13 ν_e СС, ν_e СС изначально присутствующие в пучке, 0.07 ν_μ СС, 0.15 ν_τ СС, 0.67 NC и 0.71 события от космических мюонов.

В 2019 состоялся анализ с дополнительным набором антинейтринных данных, сама структура анализа и отбора событий осталась прежней. Статистика с антинейтринным пучком была практически удвоена до 12.33×10^{20} POT. Было найдено 27 $\bar{\nu}_e$ СС событий-кандидатов с ожидаемым фоном 10.3 события, из которых 2.2 события ν_e СС, 5.3 ν_e СС изначально присутствующих в пучке, 0.2 ν_μ СС, 0.3 ν_τ СС, 1.2 NC и 1.1 события от космических мюонов.

Более подробно о результатах анализа данных 2018 – 2019 года речь пойдет в следующей Главе.

3.4 Проверка эффективности отбора событий классификатором CVN

Учитывая важную роль, которую играет классификатор CVN в отборе нейтринных событий, необходимо следить за его правильным исполнением. Для тренировки нейронных сетей в NOvA используются предсказания Монте-Карло в качестве входного фона и сигнала¹. Таким образом, полученная нейронная сеть полностью зависит от правильности моделирования событий в детекторе. Реальные данные попадают в нее только на стадии реконструкции событий для анализа.

Одним из способов проверки правильности работы классификатора CVN на реальных данных является его апробация на данных БД. Главным недостатком здесь является малое количество событий с электронными нейтрино даже в БД из-за изначально малого числа ν_e в потоке, в то время как ν_μ СС взаимодействий происходит на несколько порядков больше. Для решения этой проблемы в эксперименте была разработана процедура MRE (от англ. Muon Removed Electron added) изъятия мюона из ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) СС события и замещения его промоделированным электроном (позитроном) той же энергии и направления, что изначально мюон. В первом приближении предполагается, что адронные ливни ν_e СС и ν_μ СС взаимодействий одинаковы. Эта процедура проводится на реальных данных БД от ν_μ СС взаимодействий и результатах Монте-Карло моделирования (Рисунок 3.21).

¹Только космический фон при обучении представлен настоящими данными, зарегистрированными детектором.

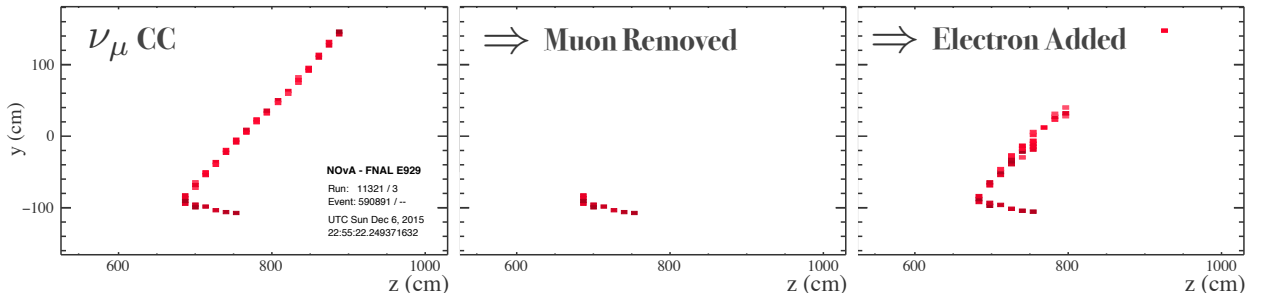


Рисунок 3.21 — Процедура MRE в БД для получения искусственных ν_e CC событий из ν_μ CC. В прошедшем все критерии отбора события ν_μ CC изымается реконструированный мюон и заменяется на промоделированный электрон с теми же энергией и направлением.

События ν_μ CC в БД, обладающие всеми реконструированными характеристиками и прошедшие все критерии отбора, используются как стартовая точка для этой процедуры. Все части этой процедуры проводятся на начальном уровне реконструкции — необработанных сигналов сработавших ячеек детектора и отсчетов ADC, которые сохраняются в файлах реконструкции. Сигналы сработавших ячеек из-за реконструированного мюонного трека извлекаются и заменяются сигналом ADC от моделированного электрона. Если трек и адронный ливень не накладываются друг на друга, то это достаточно простая процедура. В ином случае высчитывается вклад от прошедшего мюона в каждой ячейке и вычитается от суммарного сигнала ADC. Основные потери мюона при прохождении сквозь среду — это ионизационные. Для характерной энергии пучка NOvA потери энергии мюонами в детекторе соответствуют примерно минимуму на кривой Бете-Блоха (потери минимально ионизирующей частицы в детекторе NOvA $dE/d(\rho x) \sim 2 \text{ МэВ см}^2 \text{ г}^{-1}$). Исходя из этого рассчитывается энергия, которая должна быть оставлена в ячейке мюоном и вычитается. Оставшаяся энергия — это энергия адронного ливня. После моделирования электрона получившиеся отсчеты ADC складываются со значениями адронного ливня, если они попадают в одну ячейку.

Процедура моделирования электронов (позитронов) в детекторе от ν_e CC взаимодействия давно отшлифована большим количеством экспериментов в физике высоких энергий. В то время как моделирование адронного ливня, сопутствующего этому взаимодействию, — это нетривиальная задача. Процедура MRE позволяет проверить эффективность отбора классификатором CVN полученных искусственных ν_e CC событий, которые изначально были ν_μ CC в реальных данных и Монте-Карло. Поскольку электрон (позитрон) являются результатом моделирования в обоих случаях, основную роль при изучении разницы в отборе событий играют оставшиеся нетронутыми адронные ливни. Таким образом, MRE позволяет оценить различие в отборе событий нейронной сетью, вызванное разницей моделированных и настоящих адронных ливней.

На Рисунке 3.22 представлены события, прошедшие процедуру MRE в БД, для анализа данных 2019 года. Отношение полученных гистограмм дает эффективности отбора классификатором CVN для MRE данных и Монте-Карло. С учетом систематических неопределенностей обе величины согласуются хорошо.

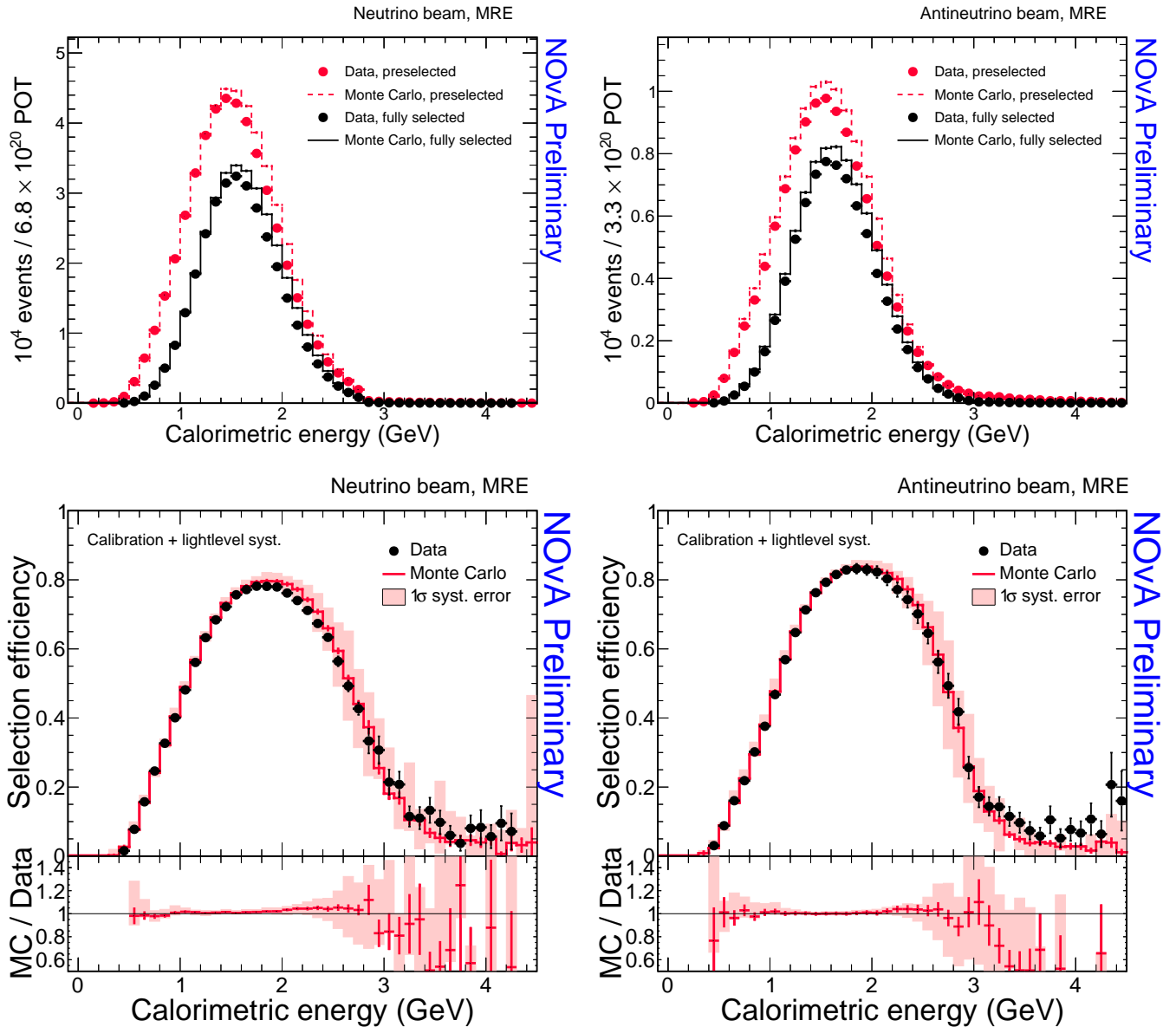


Рисунок 3.22 — Эффективности отбора классификатором CVN для данных и Монте-Карло, прошедших MRE процедуру для нейтринного пучка (слева) и антинейтринного (справа) для анализа 2019 года. Спектры в верхнем ряду используются для вычисления эффективностей в нижнем ряду.

Для анализа данных 2020 года была изменена процедура тренировки классификатора CVN, были внесены изменения в процедуру MRE, связанные с реконструкцией изначальных ν_μ CC событий, оценкой их энергии и MRE событий. Благодаря изменениям эффективности отбора для данных и Монте-Карло имеют лучшее согласие, особенно в области высоких энергий (Рисунок 3.23).

Подобного рода проверки с изъятием мюона возможны и в ДД с применением космических мюонов. Для этого используются электромагнитный ливень в результате тормозного излучения мюона или э/м ливень электрона от распада мюона. В обоих случаях после изъятия реконструированного мюонного трека проводится сравнение эффективности отбора CVN этих электромагнитных ливней для реальных данных и Монте-Карло.

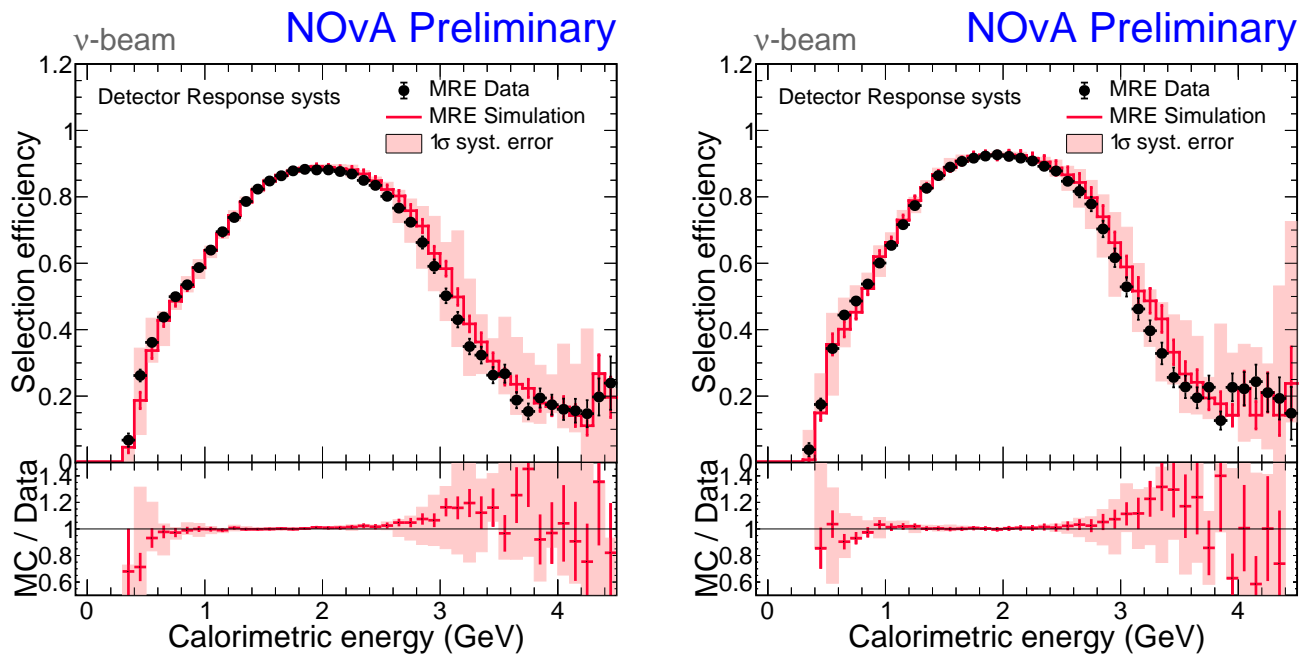


Рисунок 3.23 — Эффективности отбора классификатором CVN для данных и Монте-Карло, прошедших MRE процедуру для нейтринного пучка (слева) и антинейтринного (справа) для анализа 2020 года.

В дальнейшие планы входит объединение этих трех методов и использование результирующих различий эффективностей отбора событий (отношение, как на Рисунке 3.23) в качестве поправок к предсказанию событий в ДД для анализа данных.

Глава 4. Анализ данных эксперимента NOvA в 2018 – 2020 годах

Соискатель участвовал в трех кампаниях NOvA, посвященных трехфлейворному осцилляционному анализу данных, в частности, им выполнялась подгонка данных в ДД с целью извлечения значений параметров осцилляций. Полученные результаты стали официальными для эксперимента в 2018 – 2020 годах и освещаются в работах [A1; A4; A5; A7; A8]. Помимо финальной аппроксимации данных деятельность соискателя включала в себя совместную работу с коллегами из коллаборации над разработкой различных частей осцилляционного анализа: в способе учета систематических ошибок, разработке процедур экстраполяции и интерпретации данных.

Эксперимент NOvA использует БД для корректировки Монте-Карло предсказаний (процедура декомпозиции) и экстраполяцию предсказаний в ДД для подгонки данных. Эквивалентное строение двух детекторов дает преимущество при экстраполяции Монте-Карло из одного детектора в другой, поскольку при этом сокращается часть систематических неопределенностей. Подход к аппроксимации данных в NOvA можно охарактеризовать как фреквентистский с профилированными систематическими неопределенностями и штрафными членами. Путем варьирования δ_{CP} , θ_{23} и Δm_{32}^2 в предположении нормальной и обратной иерархий масс, а также θ_{13} со штрафным членом в виде 1σ ошибки из PDG [15] и всех систематических неопределенностей делается вывод о предпочитаемых значениях осцилляционных параметров. Ввиду низкой статистики нейтринных событий в эксперименте гауссовское приближение не является корректной формой интерпретации результатов. Эксперимент NOvA выбрал фреквентистский (частотный) путь корректировки $\Delta\chi^2$ с помощью поправок Фельдмана-Казинса [110].

В данной Главе приводится описание цепочки осцилляционного анализа данных в NOvA, статистических методов интерпретации результатов, а также полученные в 2018 – 2020 годах результаты.

4.1 Цепочка осцилляционного анализа в эксперименте NOvA

Высокая статистика нейтринных событий в БД используется для корректировки Монте-Карло предсказаний при помощи процедуры декомпозиции, где излишек событий реальных данных перераспределяется между разными категориями событий моделирования. Измеренные в БД события-кандидаты ν_μ CC являются источником информации о сигнале в ДД. Поскольку трехфлейворных осцилляций в БД нет, все отобранные ν_e CC события являются источником информации о фоне, присутствующем в пучке. Основные отбираемые категории событий в БД для ν_e CC — это ν_μ CC, ν_e , изначально присутствующие в пучке, и события от взаимодействий через нейтральный ток.

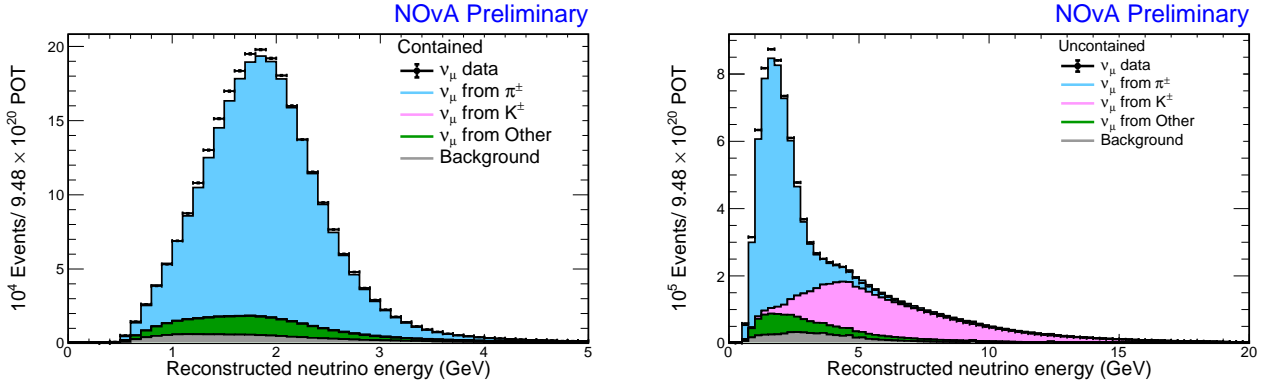


Рисунок 4.1 — Полностью (слева) и частично (справа) содержащиеся в БД события от ν_μ СС взаимодействий для разных частиц-предшественников.

Перераспределение излишка в данных для этих ν_e , изначально содержащихся в пучке, проводится руководствуясь следующей логикой. И ν_μ , и ν_e в низкоэнергетичной области имеют общую наиболее вероятную частицу-предшественника — π^+ (для режима с пучком нейтрино), ν_e также являются следствием распада μ^+ (Рисунок 2.6). Источником информации о π^+ является спектр низкоэнергичных ν_μ СС событий, полностью содержащихся в объеме детектора (Рисунок 4.1). События ν_μ СС, только частично оставившие след в детекторе в ряде случаев имеют существенно большую энергию, чем рабочие энергии NOvA. Эта часть спектра имеет своими предшественниками в основном K^+ .

Корректировка предсказаний для ожидаемого числа событий начинается с извлечения веса

$$w = \frac{N_{\text{данные БД}} - N_{\text{фон}}^{\text{теор.}}}{N_{\text{сигнал от } \pi}^{\text{теор.}} + N_{\text{сигнал от } K}^{\text{теор.}}}, \quad (4.1)$$

для спектра ν_μ СС, которые полностью содержатся в БД. Этот вес применяется для перевешивания в пространстве родительских импульсов p_T и p_z для разных значений энергии нейтрино, что влечет за собой изменения в спектре отбираемых событий.

Благодаря этим весам ν_e СС события в БД от π -мезонов получают необходимую корректировку. Для ν_e СС от K -мезонов процедура следующая. Появляется система уравнений для весов w_π и w_K для событий целиком и частично содержащихся в детекторе соответственно:

$$w_\pi = \frac{N_{\text{данные БД}} - w_K \times N_{\text{сигнал от } K}^{\text{теор.}} - N_{\text{фон}}^{\text{теор.}}}{N_{\text{сигнал от } \pi}^{\text{теор.}}}, \quad (4.2)$$

$$w_K = \frac{N_{\text{данные БД}} - w_\pi \times N_{\text{сигнал от } \pi}^{\text{теор.}} - N_{\text{фон}}^{\text{теор.}}}{N_{\text{сигнал от } K}^{\text{теор.}}}. \quad (4.3)$$

В начальной точке w_K равен 1. Процесс итеративно продолжается до тех пор, пока изменения в значении w_K превышают 0.0001%. Финальное значение сохраняется и является нормировочным множителем. В 2018 году он составил 0.936573.

Для корректировки NC и ν_μ СС компонент фона используется дополнительный источник информации об истинном составе пучка в БД — мишелевские электроны. Это электроны

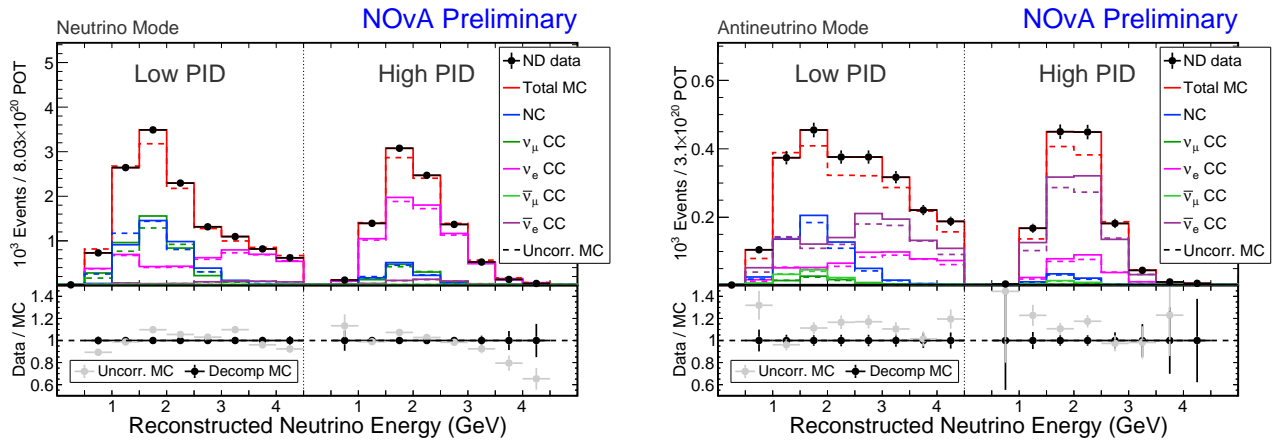


Рисунок 4.2 — Результат декомпозиции в анализе 2018 – 2019 годов для нейтринного (слева) и антинейтринного пучка (справа).

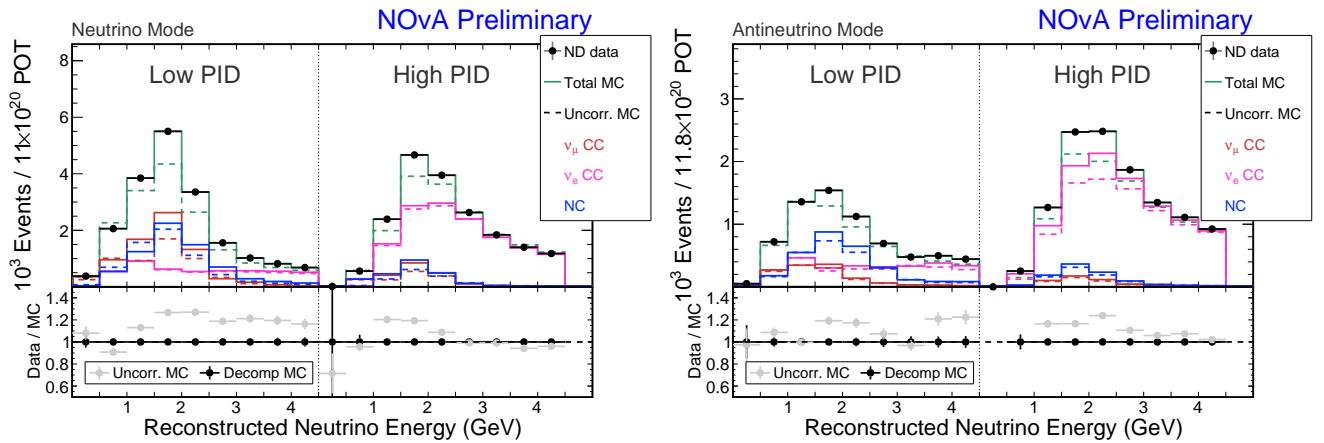


Рисунок 4.3 — Результат декомпозиции в анализе 2020 года для нейтринного (слева) и антинейтринного пучка (справа).

от распада мюонов, отложенные во времени относительно основного кластера, которые, естественно, более характерны для ν_μ CC, чем для NC или ν_e CC событий. Поскольку последние два типа являются вырожденными, используется внешнее относительно этого метода ограничение на ν_e CC, которое идет из распадов π и K, описанных выше, т.о. число ν_e CC зафиксировано. Подгонка осуществляется путем минимизации функции правдоподобия для предсказанного числа мишелевских электронов и реальных данных для каждого бина по энергии и PID. Этот метод осуществим только для бинов с достаточной статистикой мишелевских электронов. В противном случае используется пропорциональное перераспределение избытка в реальных данных между NC и ν_μ CC взаимодействиями.

Описанный выше способ декомпозиции ν_e фона в БД носит название комбинированной декомпозиции. Упрощенный способ, в котором излишек в реальных данных перераспределяется равномерно между всеми тремя источниками фона называется пропорциональной декомпозицией. Для нейтринного пучка во всех анализах данных использовался комбинированный способ, в то время как для антинейтринного пучка в анализах 2018 – 2020 годов использовался пропорциональный способ.

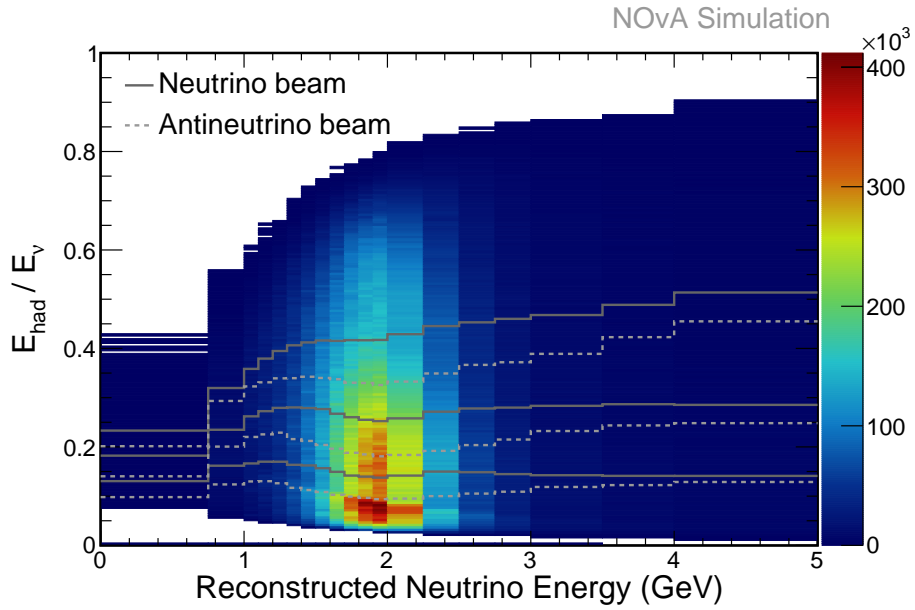


Рисунок 4.4 — Границы квартилей для спектра ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) СС событий.

Изменение в спектре БД после декомпозиции показано на Рисунке 4.2 для анализов 2018 – 2019 годов и на Рисунке 4.3 для анализа 2020 года. Данные спектры являлись входной информацией для экстраполяции в ДД для канала осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$).

Рассмотрение отобранных ν_μ СС кандидатов в БД также имеет ряд нюансов. Поскольку фон для ν_μ СС незначителен, вся корректировка приписывается только сигнальному каналу. Помимо этого, для канала осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$) есть разделение на четыре спектра, т.н. квантиля или квартиля, исходя из доли реконструированной адронной энергии в событии. Границы (Рисунок 4.4) выбирались таким образом, чтобы в каждом квантиле содержалось примерно 1/4 событий.

Такое разбиение имеет ряд плюсов. События в первом квантиле с меньшей долей адронной энергии имеют лучшее энергетическое разрешение ($\sim 8\%$) и в большей степени являются результатом QE взаимодействия. И, наоборот, события из квантиля 4 имеют наибольшую долю адронной энергии, худшее разрешение ($\sim 12\%$) и по большей части представляют собой события DIS. Таким образом, фактически корректировка Монте-Карло проводится для индивидуальных типов взаимодействия. Экстраполяция таких спектров независимо друг от друга положительно влияет на систематические неопределенности, было проверено, что это также положительно сказывается и на чувствительности к осцилляционным параметрам.

Стоит отметить также и переменный биннинг который используется для спектра ν_μ СС и $\bar{\nu}_\mu$ СС событий. Более частые бины расположены между 1 и 2 ГэВ, в регионе, где находится минимум осцилляций, и который наиболее чувствителен к значениям θ_{23} и Δm_{32}^2 .

На Рисунках 4.5 - 4.6 изображены спектры ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) СС событий в БД для анализов 2018 – 2019 годов, разбитые на квартили по доле адронной энергии. Они являются входной информацией для процедуры экстраполяции.

Для разных каналов процедура экстраполяции, если она предполагается, проходит по-разному. Самый экономный с точки зрения вычисления вариант — без экстраполяции —

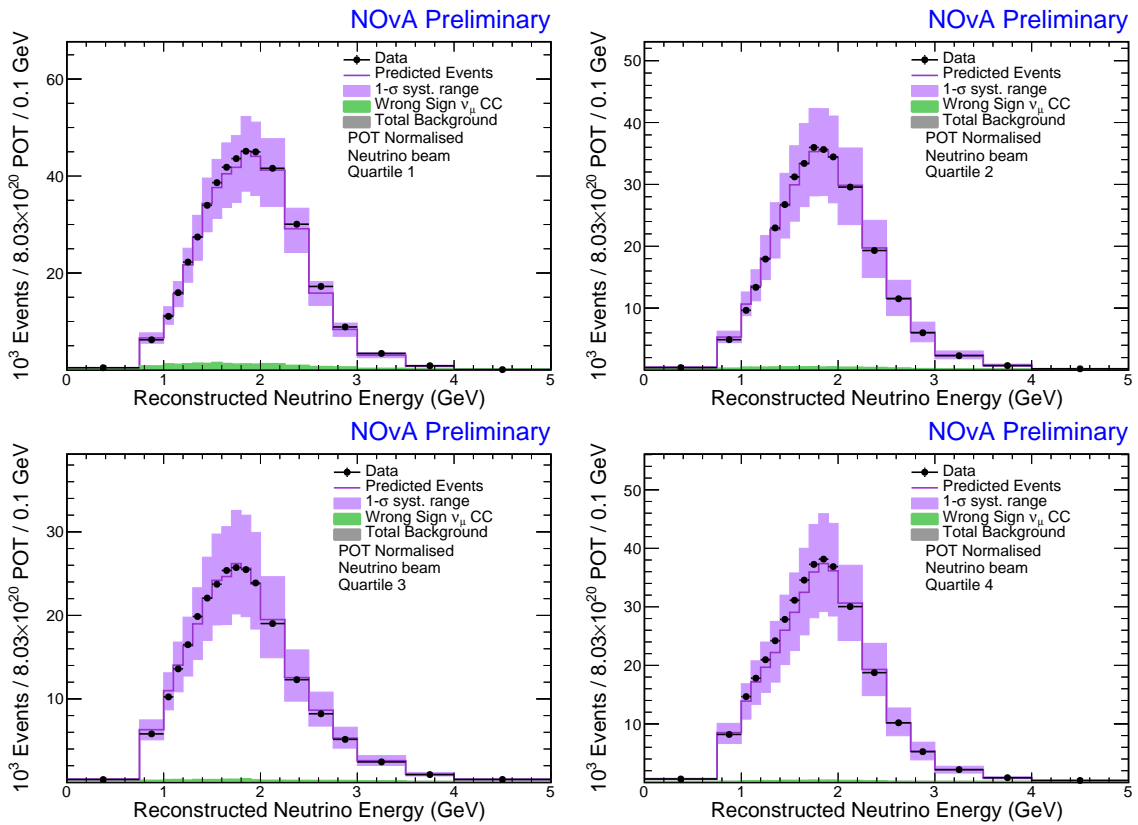


Рисунок 4.5 — Спектр ν_{μ} CC, разбитый на четыре квартиля по доле адронной энергии. Нейтринный пучок.

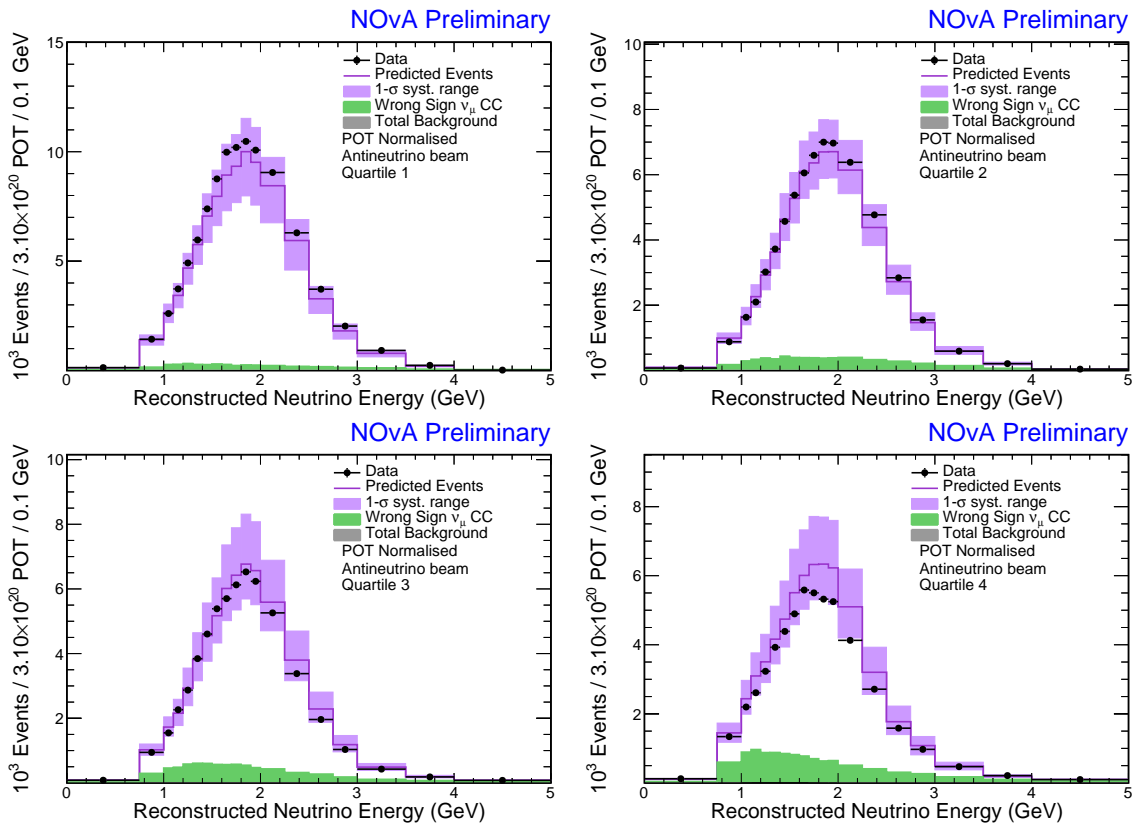


Рисунок 4.6 — Спектр $\bar{\nu}_{\mu}$ CC, разбитый на четыре квартиля по доле адронной энергии. Антинейтринный пучок.

применяется для самых малых фонов, например, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, ν_τ в ДД, которых нет изначально в пучке в БД, продукты взаимодействия нейтрино с окружающей детектор породой. Предсказание с учетом осцилляций в таком случае выглядит следующим образом:

$$N_\beta^{\text{теор.}}(E_i^{\text{рек.}}) = \sum_k P_{\alpha \rightarrow \beta}(E_k^{\text{ист.}}) M_\beta^{\text{теор. ДД}}(E_k^{\text{ист.}}, E_i^{\text{рек.}}), \quad (4.4)$$

являясь таким образом результатом поэлементного умножения с вероятностями осцилляций соответствующих предсказаний в ДД, $P_{\alpha \rightarrow \beta}(E_k^{\text{ист.}})$ считаются в центрах бинов, $M(E_k^{\text{ист.}}, E_i^{\text{рек.}})$ – двумерное предсказание событий в ДД в терминах истинной и реконструированной энергий, далее встречается обозначение M_{ki} .

Полноценная экстраполяция схематически выглядит следующим образом (Рисунок 4.7):

- корректированные в терминах реконструированной энергии в БД Монте-Карло предсказания транслируются в спектр по истинной энергии с помощью матрицы $M^{\text{БД}}(E_k^{\text{ист.}}, E_j^{\text{рек.}})$;
- получившийся спектр в терминах истинной энергии нейтрино нормируется на теоретическое предсказание в БД в терминах истинной энергии, перемножается с ДД/БД отношением $R^{\text{ДД/БД}}$, обусловленным разницей в размерах детекторов и потоками на разном расстоянии, и с вероятностями осцилляций $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$;
- корректировки спектра истинной энергии в БД переводятся в спектр реконструированной энергии в ДД с помощью матрицы $M^{\text{ДД}}(E_k^{\text{ист.}}, E_i^{\text{рек.}})$.

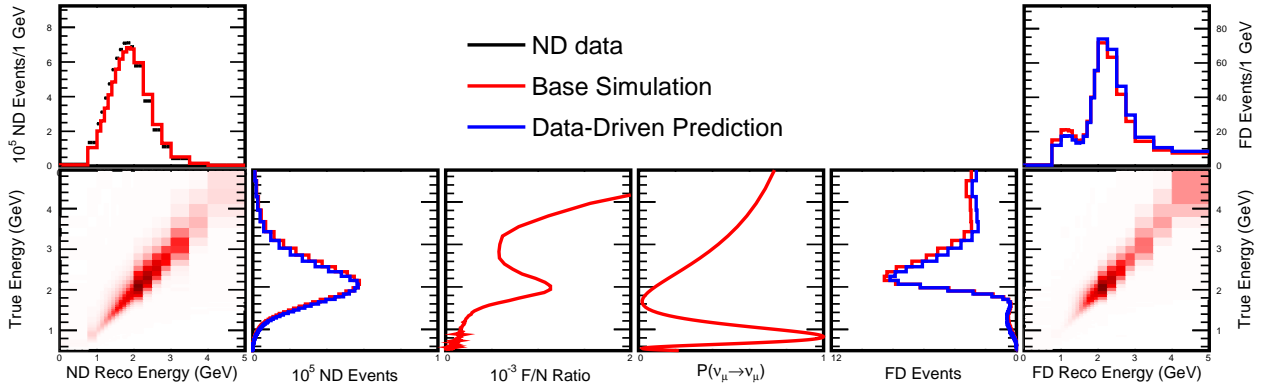


Рисунок 4.7 — Процедура экстраполяции из БД в ДД.

Формулой эту схему можно выразить следующим образом:

$$N_\beta^{\text{теор.}}(E_i^{\text{рек.}}) = \sum_k \sum_j M_{kj}^{\text{БД}} \frac{N^{\text{корр. БД}}(E_j^{\text{рек.}})}{N^{\text{теор. БД}}(E_j^{\text{рек.}})} \frac{1}{N^{\text{теор. БД}}(E_k^{\text{ист.}})} R^{\text{ДД/БД}}(E_k^{\text{ист.}}) P_{\alpha \rightarrow \beta}(E_k^{\text{ист.}}) M_{ki}^{\text{ДД}}. \quad (4.5)$$

Сигнальные для анализов каналы $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ обязательно проходят всю эту цепочку. Для всех остальных существует упрощенная и более быстрая версия, в которой не происходит перевод спектров в термины истинной энергии в БД:

$$N_{\beta}^{\text{теор.}}(E_i^{\text{рек.}}) = \sum_k \frac{N_{\text{корр. БД}}(E_k^{\text{рек.}})}{N_{\text{теор. БД}}(E_k^{\text{рек.}})} R^{\text{ДД/БД}}(E_k^{\text{ист.}}) P_{\alpha \rightarrow \beta}(E_k^{\text{ист.}}) M_{ki}^{\text{ДД}}. \quad (4.6)$$

Процедура экстраполяции претерпела некоторые изменения для анализа данных 2020 года. Детали изменений приведены в Приложении А.

Результирующее предсказание фонов для канала $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$) представлено на Рисунке 4.8. Самые большие фоны возникают из-за взаимодействий электронного нейтрино в конечном состоянии, которые никак не отличимы от сигнального канала $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$. Следующей значительной причиной фона является наличие распавшегося π^0 . Значение для фона неправильного знака лептонного заряда существенно зависит от вероятностей осцилляций. Согласно оценкам, сделанным для анализа 2018 года, фон неправильного знака в спектре составляет 11% для антинейтринного пучка, т.е. доля фоновых ν_{μ} событий в $\bar{\nu}_{\mu}$ кандидатах.

Фоны для канала осцилляций $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu}$ ($\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}$) достаточно малы. Самым большим источником являются космические мюоны.

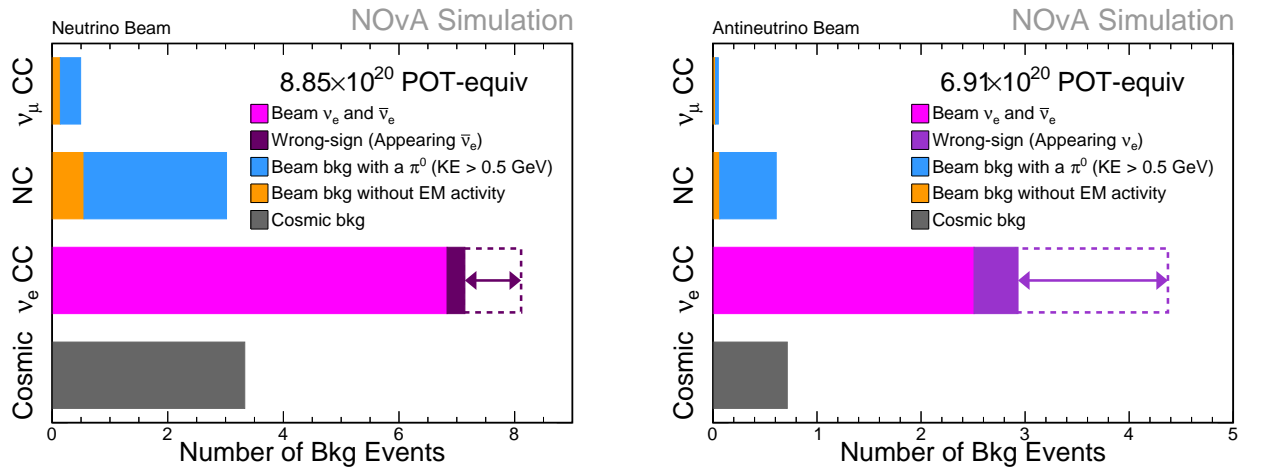


Рисунок 4.8 — Ожидаемые значения фоновых событий для анализа появления электронных нейтрино для режимов работы с пучком нейтрино (слева) и антинейтрино (справа).

4.2 Источники систематических неопределенностей

Описанную выше процедуру проходят не только центральные значения предсказаний, но и предсказания со сдвигами систематических неопределенностей. Основными источниками систематик являются следующие факторы: неопределенности пучка, сечений, акцептанса, отклика детектора и др. Остановимся более подробно на этих группах.

Поток нейтрино

Самые большие неопределенности в создании пучка нейтрино связаны с рождением адронов в мишени и фокусировкой пучка протонов. Для учета первой группы в эксперименте NOvA используется программное обеспечение PPFХ (от англ. Package to Predict the FluX) [111] для корректировки центрального значения и неопределенностей. Это ПО было разработано в эксперименте MINERvA, который располагается на оси пучка NuMI, и было апробировано в анализе данных этого эксперимента. Для предсказания пучка и ограничений на неопределенности, связанных с рождением адронов, используются внешние данные от экспериментов с тонкими (NA49[77]) и толстыми (MIPP[112]) мишенями. Всем внешним неопределенностям позволяет варьироваться, т.о. результатом пакета PPFХ является центральное значение и набор весов, который учитывает внешние теоретические и экспериментальные неопределенности, связанные с рождением адронов. На Рисунке 4.9 показаны значения этих неопределенностей и сравнение результирующей неопределенности на пучок с использованием пакета PPFХ и предыдущего подхода.

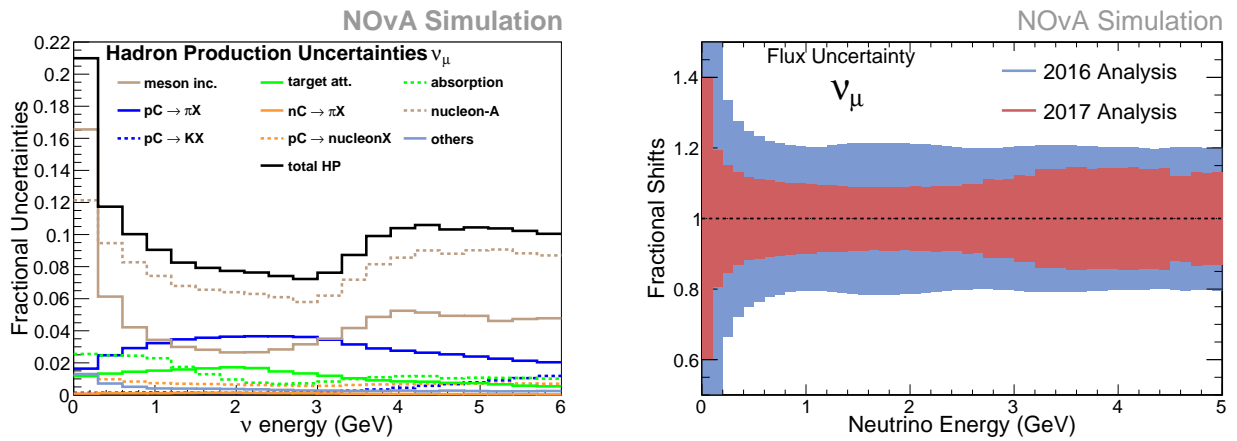


Рисунок 4.9 — Вклад от разных типов систематических неопределенностей, связанных с рождением адронов в мишени для потока ν_μ в БД (слева) и иллюстрация положительного влияния ПО PPFХ на систематическую неопределенность, связанную с пучком, после первого применения в анализе NOvA в 2017 году (справа).

Вторая группа, неопределенности фокусировки, состоит из следующих пунктов:

- ток в горнах: ± 2 кА (номинальное значение ± 200 кА);
- положение горнов: ± 3 мм в X и Y направлениях независимо;
- сдвиг точки соударения пучка протонов с мишенью: ± 1 мм в X и Y направлениях независимо;
- размер пучка протонов: ± 0.2 мм в X и Y направлениях независимо (номинальное значение 1.3 мм);
- слой воды на горнах: ± 1 мм (номинальное значение 1 мм);
- положение мишени: сдвиг по координате Z ± 7 мм (номинальное значение -143.3 см);
- отклонение пучка: 54 мкрад (номинальное значение 14.6 мрад).

Неопределенности PPFХ и фокусировки пучка учитываются в виде набора разыгранных «вселенных» с проварьированными ошибками, которые используются для создания

матрицы ковариаций. Из нее методом главных компонент извлекается набор из 5 некоррелированных весов, которые обеспечивают наибольший учет неопределенностей и затем используется при подгонке данных.

Взаимодействия нейтрино

Неопределенности, связанные с взаимодействием нейтрино, очень значительны в нейтринных экспериментах. NOvA использует генератор нейтринных взаимодействий GENIE, поэтому именно он является основным источником информации о погрешностях. Помимо этого, в эксперименте используется настройка нейтринных взаимодействий для Монте-Карло с помощью данных БД, кратко описанная в Главе 2. Эти модификации также учитываются в ряде систематических неопределенностей. Основной список источников погрешностей для подгонки, возникших из-за теоретических или экспериментальных неопределенностей, выглядит следующим образом:

- МЕС взаимодействия (некоррелированы для нейтрино и антинейтрино): различие формы сечений в разных моделях в зависимости от истинного значения энергии нейтрино; неопределенность в отношении пар pn/pr в ядрах в формализме $2p2h$; кинематика МЕС событий;
- значение аксиальной массы в квазиупругих взаимодействиях M_A^{QE} : недавнее переосмысление [99] результатов измерений пузырьковых камер показало, что значение в GENIE занижено, ошибка выбрана таким образом, чтобы покрывать это различие;
- применение приближения случайных фаз: модель релятивистского ферми-газа для основного состояния ядер является моделью по умолчанию в GENIE. Существует ряд альтернативных и более сложных моделей [97], которые предсказывают отличное от нее распределение импульсов нуклонов, что изменяет кинематику взаимодействий при малых энергиях (диапазон QE), также как и дальнедействующие межнуклонные взаимодействия за счет экранирования заряда. Популярный способ учета этих факторов — приближение случайных фаз. Его применение уменьшает сечение при малых значениях квадрата переданного четырех-импульса и наоборот увеличивает при больших значениях. Этот же подход применяется и для RES взаимодействий, поскольку те же самые эффекты должны присутствовать в этом типе взаимодействий. Однако, в изначальном подходе MINERvA [98] RES не рассматриваются. Применение этого подхода рассматривается как систематика;
- модель сечений когерентного рассеяния через нейтральные и заряженные токи: сдвиг в значении $M_A \pm 50\%$; параметр R_0 , определяющий размер ядра на $\pm 10\%$;
- неопределенность в отношении сечений ν_e/ν_μ и $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu$: $\pm 2\%$ для учета радиационных поправок и дополнительно $\pm 2\%$ полностью антикоррелированные для ν_e и $\bar{\nu}_e$ для учета возможных токов второго рода [113] по аналогии как это было сделано в эксперименте T2K [114];

- неопределенности в модели Рейна-Сегала RES взаимодействий: сдвиг в значении $M_A \pm 20\%$ для взаимодействий через нейтральные и заряженные токи; сдвиг в значении $M_V \pm 10\%$ для взаимодействий через заряженные токи;
- изменение $\pm 35\%$ в подавлении взаимодействий при низких энергиях из-за запрета Паули в квазиупругих взаимодействиях путем изменения импульса Ферми в модели Ферми газа;
- часть систематических неопределенностей, связанных с адронизацией и внутриядерным перерассеянием рожденных во взаимодействии частиц [115]: $\pm 10\%$ к вероятности реакции упругого рассеяния пионов; $\pm 40\%$ к вероятности реакции неупругого рассеяния пионов; $\pm 50\%$ к вероятности реакции обмена зарядом; $\pm 20\%$ к вероятности реакции поглощения ядром; $\pm 50\%$ к зоне формирования адронов.

Перечисленные выше систематики имеют эффект на финальный спектр больше 1% и поэтому учитываются при подгонке данных напрямую. Огромное число других систематических неопределенностей, в первую очередь, учтенных в GENIE, участвуют в анализе в виде главных компонент, как это было описано выше для систематик пучка. Пять главных компонент для малых систематик входят в подгонку данных. На примере одной из самых значительных неопределенностей — систематики M_A^{RES} — показано ее влияние на спектр ν_μ CC в ДД без и с экстраполяцией на Рисунке 4.10.

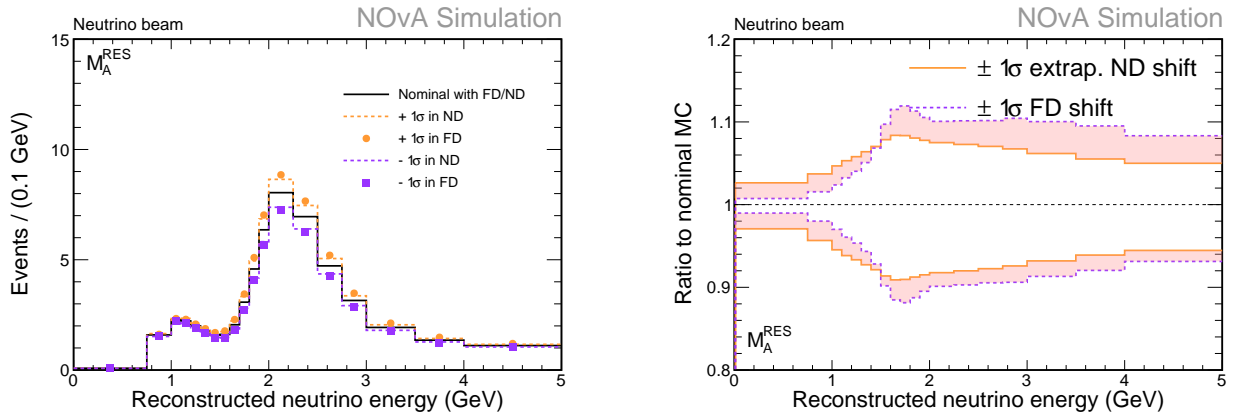


Рисунок 4.10 — Влияние систематик на спектр и экстраполяцию на ошибку на примере систематики на значение M_A^{RES} и спектра ν_μ CC.

Неопределенности, связанные с детектором

Следующая крупная группа систематических неопределенностей — калибровка и отклик детектора. Калибровки детекторов разделяются на абсолютные (коррелированные) и относительные (антикоррелированные) между ДД и БД. Величины этих неопределенностей взяты из расхождения данных и Монте-Карло для разных переменных: инвариантная масса $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, спектр мишелевских электронов, энерговыделение космических и пучковых мюонов, протонов из QE взаимодействий. Наибольшее расхождение показывала последняя

величина, поэтому систематическая неопределенность в $\pm 5\%$ определялась ей. В дополнение к этому для калибровки используются эмпирические формулы, в систематике также учитывается их вид. Рождающийся в детекторе свет возникает в результате сцинтилляции и черенковского излучения. Для учета систематических неопределенностей, связанных с ними, величина света выделенного в детекторе изменяется на $\pm 10\%$ (величина существующего расхождения в количестве фотоэлектронов на сантиметр в данных и Монте-Карло для космических мюонов). В случае неопределенности черенковского излучения из-за разницы в dE/dx данных и Монте-Карло для протонов вводится 2.6% сдвиг. Еще одна энергетическая неопределенность возникает из-за ошибки в оценке энергии мюонов, которая восстанавливается из длины трека. В эту величину дает вклад ошибка на плотность и геометрию детектора. Она составляет 1.0% .

Два детектора имеют сходное строение и сделаны из одинаковых материалов, но имеют разный размер. БД за счет меньших размеров вырезает существенный кинематический диапазон ν_μ СС событий, из-за чего есть основания полагать, что систематики нейтринных взаимодействий не сокращаются полностью при экстраполяции. Для учета этой разницы в анализе присутствует систематика на разницу в аксептансах ДД и БД. Для учета геометрической разницы изучаются разные зоны БД и их отдельная экстраполяция в ДД. Наибольшая разница составляет 1.3% для пучка нейтрино и 4.1% для пучка антинейтрино. Помимо геометрического эффекта также изучается разница в кинематических переменных для взаимодействий ν_e и ν_μ (который используется для предсказания сигнала в ДД), особенно, переданного четырехимпульса, что также может влиять на результат экстраполяции. Для этого изучается влияние на результат экстраполяции перевзвешенных кинематических переменных в БД. Систематика составила 1.5% для пучка нейтрино (наибольшая разница из-за перевзвешивания угла вылета лептона относительно оси пучка) и 2.7% для пучка антинейтрино (для переданного четырехимпульса).

Прочие систематики

Из-за наличия антинейтрино в анализе была введена дополнительная систематика, связанная с моделированием нейтронов энергий < 0.3 ГэВ, из-за выявленного разногласия данных и Монте-Карло. Сдвиг составил 0.5% (для пучка антинейтрино) и 1.0% (для пучка нейтрино).

Оставшиеся систематические неопределенности покрывают неопределенность в отборе и реконструкции событий, связанные с перекрыванием сигнатур сигнальных событий. Для электронных нейтрино (антинейтрино) эта величина составляет 1.3% (0.3%). Систематика на число POT составляет 0.5% , на массу детектора 0.27% . Неопределенность на число событий, которые произошли вне детектора в окружающей породе составляет 100% . Также включена неопределенность на значение сечения взаимодействия ν_τ , полученная экспериментом OPERA [58], что дает 60% . Систематика на нахождение мишелевских электронов, связанная с вероятностью распада мюона, точность восстановления энергетического спектра и возможное перекрытие треков мишелевских электронов и мюона, была взята как 5% .

Результирующие систематики для анализа данных 2018 года и положительное влияние процедуры экстраполяции на их величину представлены на Рисунке 4.11. Существенно сокращаются систематические неопределенности, связанные с сечениями взаимодействия нейтрино и потоками. Негативно экстраполяция влияет только на систематические неопределенности, которые антикоррелированы между детекторами. Полная систематическая неопределенность сокращается с 15% до 8.5% (для электронных нейтрино) и с 12.5% до 5.5% (для электронных антинейтрино).

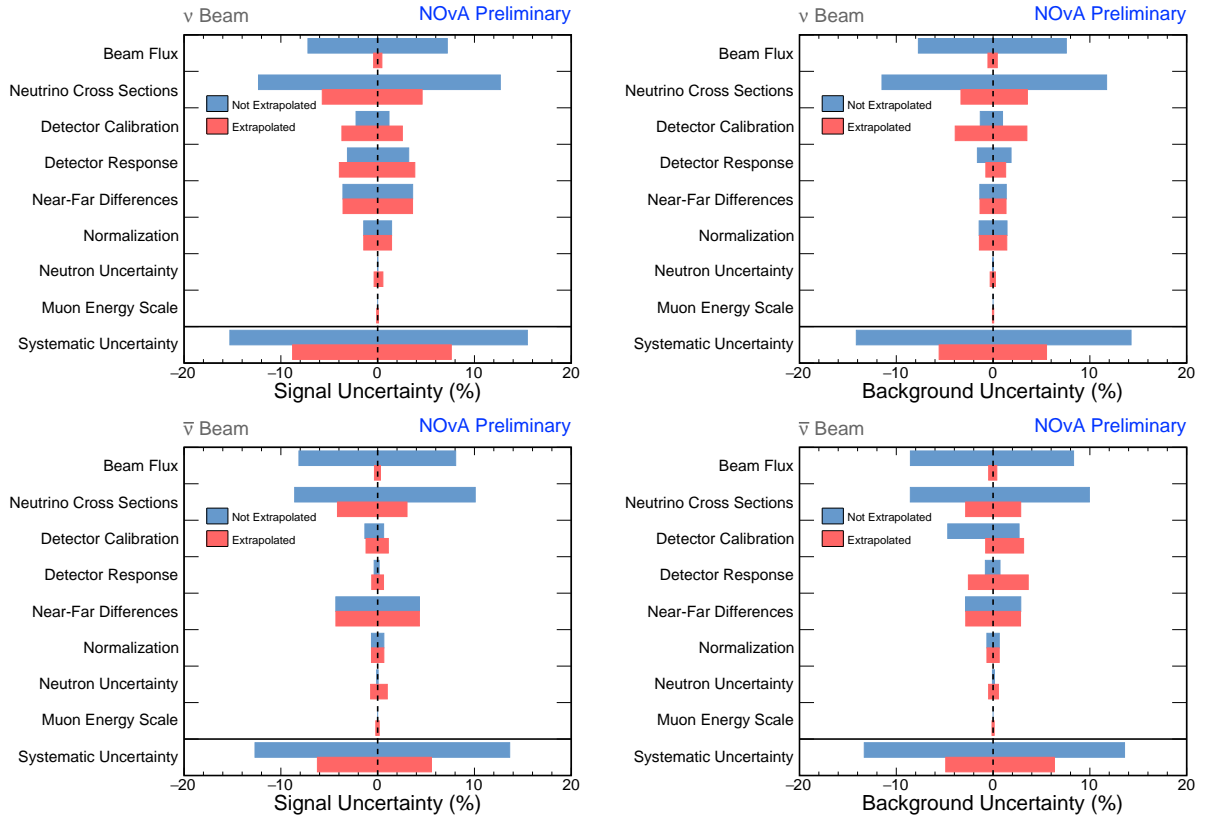


Рисунок 4.11 — Вклад от разных типов систематических неопределенностей, с экстраполяцией и без, на примере ν_e и $\bar{\nu}_e$ СС в ДД.

Для всех систематических неопределенностей применяются соответствующие сдвиги в Монте-Карло, результирующие изменения проходят сквозь всю цепочку предсказаний. Коллекция предсказаний в ДД со всеми сдвигами в неопределенностях используется как входная информация для следующего раздела. Изменения в систематических неопределенностях для анализа 2020 года приведены в Приложении Б.

4.3 Интерпретация физических результатов

Итоговые предсказания сигналов и фонов, прошедших процедуру экстраполяции и декомпозиции, используются для подгонки данных. Коллекция сдвигов систематических

неопределенностей используется для создания интерполированных весов для каждого бина анализируемых спектров (Рисунок 4.12). Точки аппроксимируются кубическими сплайнами.

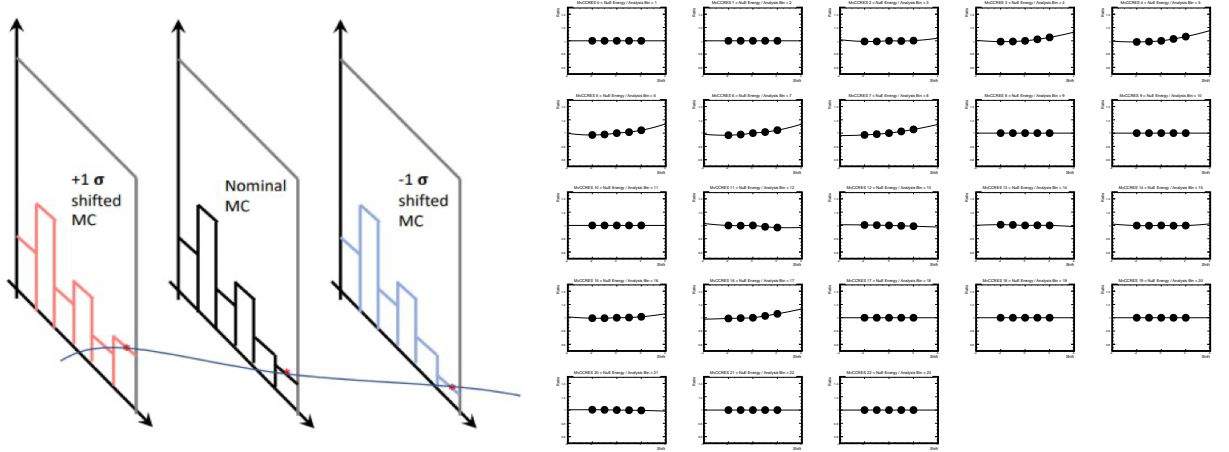


Рисунок 4.12 — Интерполяция сдвигов систематических неопределенностей с помощью кубических сплайнов. Рисунок слева иллюстрирует идею. Рисунок справа на примере одной систематики (M_V^{RES}) показывает извлеченные веса из предсказаний -2σ , -1σ , номинального, $+1\sigma$, $+2\sigma$ для каждого бина гистограммы $\bar{\nu}_e$ СС с пучком антинейтрино, сигнальный канал. Ось X иллюстрирует значение сдвига, ось Y — вес соответствующего сдвига в бине как отношение к номинальному предсказанию.

Извлеченные таким образом веса для сдвигов для каждого бина каждой гистограммы используются при варьировании систематических неопределенностей при аппроксимации данных.

При подгонке данных минимизируется логарифм отношения функций правдоподобия для пуассоновской статистики [15] для всех бинов гистограммы N и всех систематических неопределенностей S :

$$-2 \ln \lambda(\vec{\theta}, \vec{\delta}) = 2 \sum_{\text{экс.}} \sum_{i=1}^N [N_i(\vec{\theta}, \vec{\delta}) - O_i + O_i \ln \frac{O_i}{N_i(\vec{\theta}, \vec{\delta})}] + \sum_{j=1}^S \frac{\delta_j^2}{\sigma_j^2} + \frac{(\theta_{13} - \mu)^2}{\sigma^2}, \quad (4.7)$$

где O_i - наблюдаемое число событий в бине i , $N_i(\vec{\theta}, \vec{\delta})$ — предсказанное число событий в бине i , которое зависит от $\vec{\theta}$ — вектора параметров осцилляций и $\vec{\delta}$ — вектора систематических неопределенностей, δ_j — сдвиг систематической неопределенности j , σ_j — величина ее ошибки. Полное число систематических неопределенностей в анализе данных 2018–2019 годов составило 50 наименований, часть из которых коррелирована между анализируемыми спектрами. В 2020 это число составило 66 неопределенностей. Варьировались следующие осцилляционные параметры: θ_{23} , Δm_{32}^2 , δ_{CP} , порядок нейтринных масс. Угол смешивания θ_{13} варьировался в пределах своей 1σ ошибки из PDG. Из-за этого появляется дополнительное слагаемое со штрафным членом, где μ — центральное значение из PDG, σ — значение 1σ ошибки. Остальные параметры — θ_{12} и Δm_{21}^2 — оставались зафиксированными на своих центральных значениях из PDG.

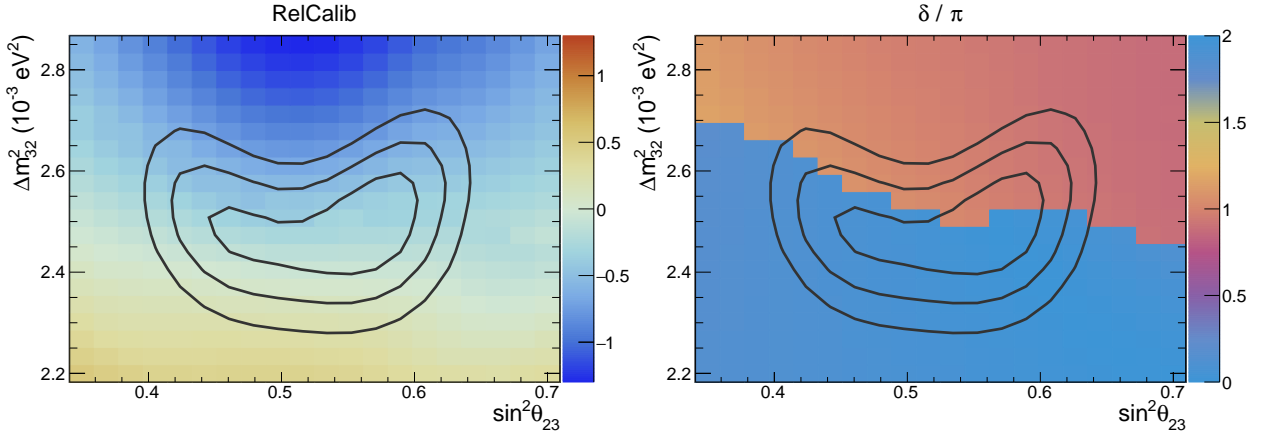


Рисунок 4.13 — Входная информация о лучших значениях подгонки свободных параметров для процедуры Фельдмана-Казинса на примере систематической неопределенности, связанной с относительной калибровкой (слева), и параметра δ_{CP} (справа), скачок для 0 и π — нормальное явление, поскольку оба этих значения отвечают отсутствию CP нарушения.

Подгонка осуществлялась для всех трехфлейворных каналов одновременно. Финальная χ^2 функция — это сумма всех χ^2 функций анализируемых каналов осцилляций: гистограмм с данными $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ (4 квантили), $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ (4 квантили), $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

Согласно теореме Уилкса [116] распределение $\Delta\chi^2$ сходится к распределению χ^2 . Статистическая значимость результата при условии применимости теоремы Уилкса можно выразить в виде $N\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2} = \sqrt{\chi_{\text{тест}}^2 - \chi_{\text{лучш. знач.}}^2}$. Набор параметров $\vec{\theta}_{\text{лучш. знач.}}$ и $\vec{\delta}_{\text{лучш. знач.}}$ обеспечивает минимальное значение соответствующей функции $\chi_{\text{лучш. знач.}}^2$. Для вычисления $\chi_{\text{тест}}^2$ фиксируется один или несколько параметров и также находится набор параметров, обеспечивающих наименьшее значение функции χ -квадрат.

Ограничения по применимости следующие: (1) ошибки распределений должны быть распределены по Гауссу, (2) свободные параметры должны быть далеко от границ области значимости. Таким образом, малая статистика NOvA как и любого другого ускорительного эксперимента и варьирование таких параметров, как $\sin^2\theta_{23}$ (≤ 1), δ_{CP} (циклический) и иерархии масс (бинарные опции, не вложенные гипотезы), приводят к сложностям в интерпретации $\Delta\chi^2$. В таком случае использование $N\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2}$ приводит к переоценке и/или недооценке статистической значимости.

Для построения доверительных интервалов необходимо знать истинное распределение $\Delta\chi^2$ для данных и тестовой гипотезы. В NOvA был выбран частотный способ корректировки $\Delta\chi^2$ путем разыгрывания псевдо-экспериментов согласно методу Фельдмана-Казинса с рядом модификаций [117]. Для каждого значения тестовой гипотезы — центрального значения бина сканируемых параметров в двухмерном или одномерном случаях — разыгрывается большое число псевдо-данных, которые аппроксимируются тем же методом, что и реальные данные. Разыгрывание осуществляется за счет и пуассоновских флуктуаций, и варьирования сдвигов систематических неопределенностей $\vec{\delta}$. Входной информацией для процедуры Фельдмана-Казинса являются лучшие значения подгонки реальных данных в каждом бине

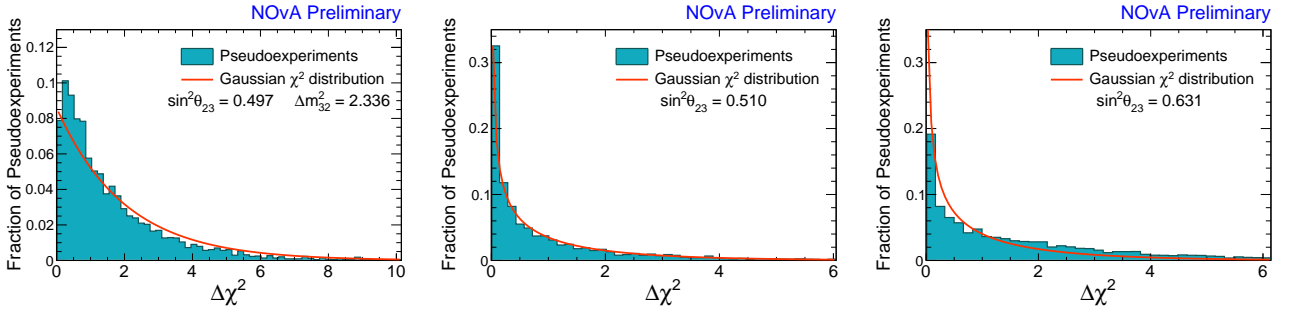


Рисунок 4.14 — Примеры распределений $\chi^2_{\text{зафикс. в бине}} - \chi^2_{\text{лучш. знач.}}$ для бинов двухмерных и одномерных сканируемых пространств. Три возможных случая для изменения уровня значимости в бине после процедуры Фельдмана-Казинса: повышается (слева), эквивалентен Гауссовому случаю (по центру), в) понижается (справа).

($\vec{\delta}_{\text{тест.}}$ и $\vec{\theta}_{\text{тест.}}$). Пример входной информации для процедуры Фельдмана-Казинса на примере двухмерного контура на плоскости параметров $\Delta m^2_{32} - \sin^2 \theta_{23}$ для одного источника систематической неопределенности и одного свободного осцилляционного параметра представлен на Рисунке 4.13. Для каждого свободного осцилляционного параметра $\vec{\theta}_{\text{тест.}}$ и каждой систематической неопределенности $\vec{\delta}_{\text{тест.}}$ требуются такие лучшие значения подгонки в каждом бине.

Подгонка псевдо-экспериментов осуществляется в двух предположениях: (1) нахождение лучшего значения со всеми параметрами отпущенными (не обязательно совпадает с $\vec{\theta}_{\text{лучш. знач.}} / \vec{\delta}_{\text{лучш. знач.}}$ от реальных данных, т.к. флуктуации) и (2) с соответствующими параметрами $\vec{\theta}$ из сканируемого пространства, закрепленными со значениями в каждом бине. Находится разница $\chi^2_{\text{зафикс. в бине}} - \chi^2_{\text{лучш. знач.}}$ для всех псевдо-экспериментов в этом бине (Рисунок 4.14). Значение $\Delta\chi^2_{\text{дд данн.}}$ используется для вычисления р-значения для распределения псевдо-экспериментов (доля распределения с $\Delta\chi^2 \geq \Delta\chi^2_{\text{дд данн.}}$), которое связано со статистической значимостью как $\Phi^{-1}(1 - p)$, где Φ^{-1} — это обратная функция распределения, она связана с обратным интегралом ошибок в гауссовом случае.

На Рисунке 4.15 представлена разница $\Delta\chi^2_{\text{дд данн.}}$ и $\Delta\chi^2_{\text{ф.-к.}}$ и соответствующие изменения для 90% доверительного интервала после процедуры Фельдмана-Казинса на примере плоскости $\Delta m^2_{32} - \sin^2 \theta_{23}$.

В NOvA отдельно корректируются числа для отклонения гипотезы обратной иерархии и нижнего октанта угла θ_{23} . Для этой процедуры единственной тестовой точкой является лучшее значение подгонки в случае обратной иерархии $\vec{\delta}_{\text{тест.}}$ и $\vec{\theta}_{\text{тест.}}$ (нижнего октанта угла θ_{23}). Результат $\chi^2_{\text{Обр.и. или Нижн. окт.}} - \chi^2_{\text{лучш. знач.}}$ большого количества экспериментов сравнивается с $\Delta\chi^2_{\text{дд данн.}}$, который определяет значение для вычисления р-значения. В NOvA также приводится значение $CL_s = \frac{\text{р-знач. Обр. и}}{1 - \text{р-знач. Норм. и}}$ [118] для отклонения гипотезы обратной иерархии масс, где границу для вычисления р-значения определяет $\Delta\chi^2_{\text{дд данн.}}$.

Огромной значимостью для этой процедуры является быстрое генерирование и подгонка огромного числа псевдо-экспериментов. Для этого в NOvA используется суперкомпьютер NERSC.

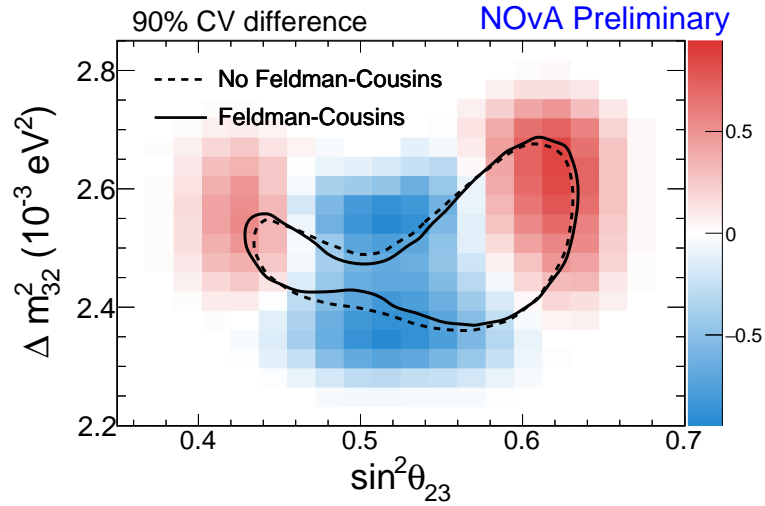


Рисунок 4.15 — Разница между $\Delta\chi_{\text{ДД}}^2$ $_{\text{данн.}}$ и $\Delta\chi_{\text{Ф.-К.}}^2$ и соответствующие изменения на примере 90% доверительного интервала.

Осцилляционный анализ NOvA постоянно обновляется и модифицируется. В данный момент в коллаборации ведутся работы по разработке байесовского подхода к интерпретации результатов. Как альтернатива подходу со штрафными членами внедряется подход матриц ковариаций, который также даст возможность одновременной аппроксимации данных и в БД, и в ДД и заменит процедуры декомпозиции и экстраполяции.

4.4 Результаты подгонки данных

Следуя процедуре, описанной выше, в 2018 – 2020 годах были получены следующие физические результаты.

4.4.1 Анализ NOvA в 2018 году

В 2018 году состоялся первый анализ данных NOvA с данными антинейтринного пучка. Полная экспозиция детектора составила 8.85×10^{20} POT-экв. с пучком нейтрино (что совпадает с экспозицией анализа 2017 года [A2]) и 6.9×10^{20} POT с пучком антинейтрино. Был ряд отличий в методике между 2017 и 2018 годами, поэтому данные нейтринного пучка также проходили процедуру слепого анализа. Была изменена архитектура классификатора CVN, появилось разделение в тренировке сетей на нейтрино и антинейтрино, веса для сечений взаимодействий, извлекаемые из подгонки данных БД, также изменились. Вследствие этого были внесены соответствующие изменения и в отбор событий, и в разбиение на бины анализируемых спектров (см. Главу 3).

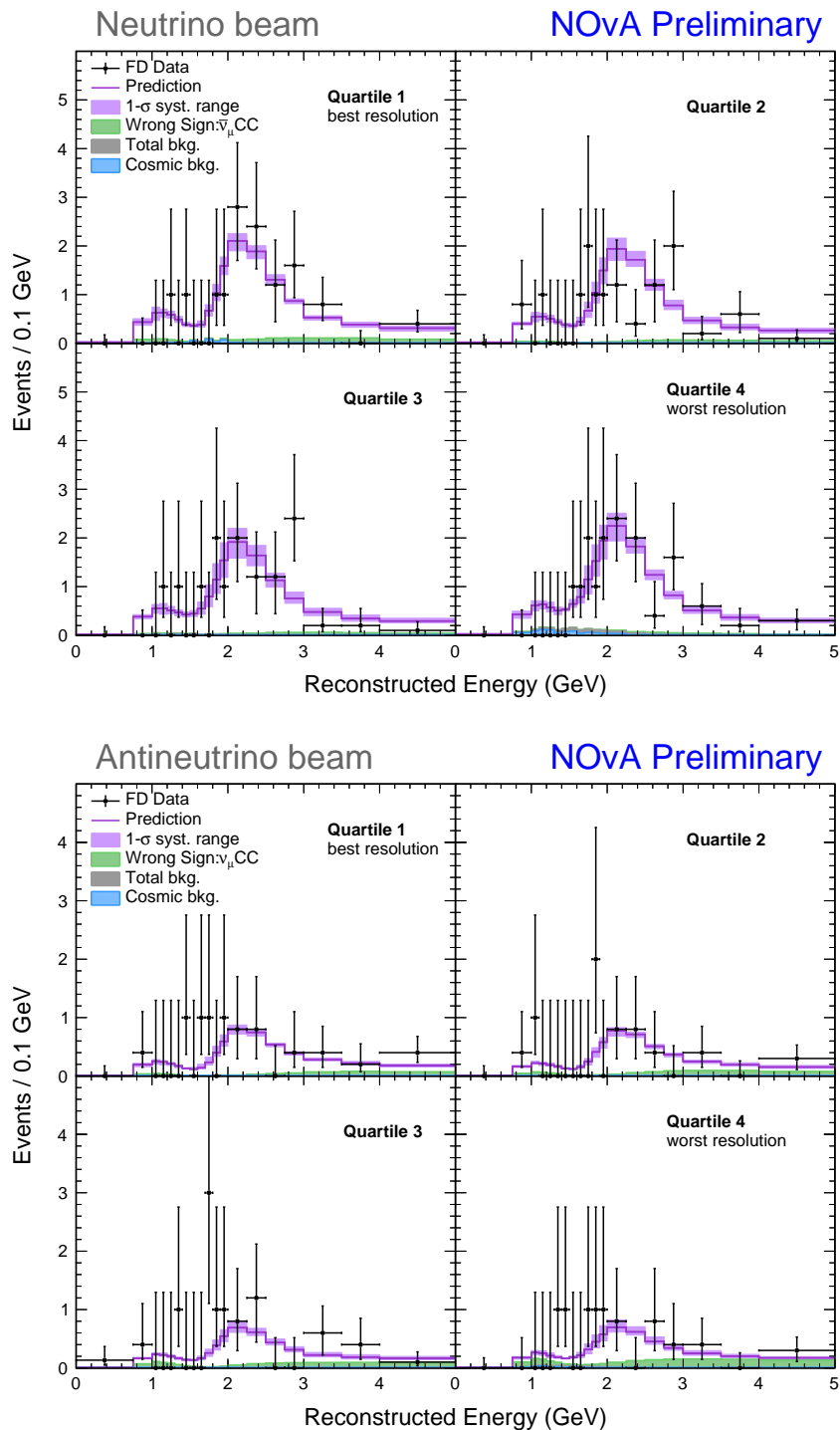


Рисунок 4.16 — Результирующие спектры канала $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ (сверху) и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ (снизу), разбитые на четыре квантили. Линией обозначено Монте-Карло предсказание с осцилляционными параметрами в точке наилучшей аппроксимации с 1σ ошибками.

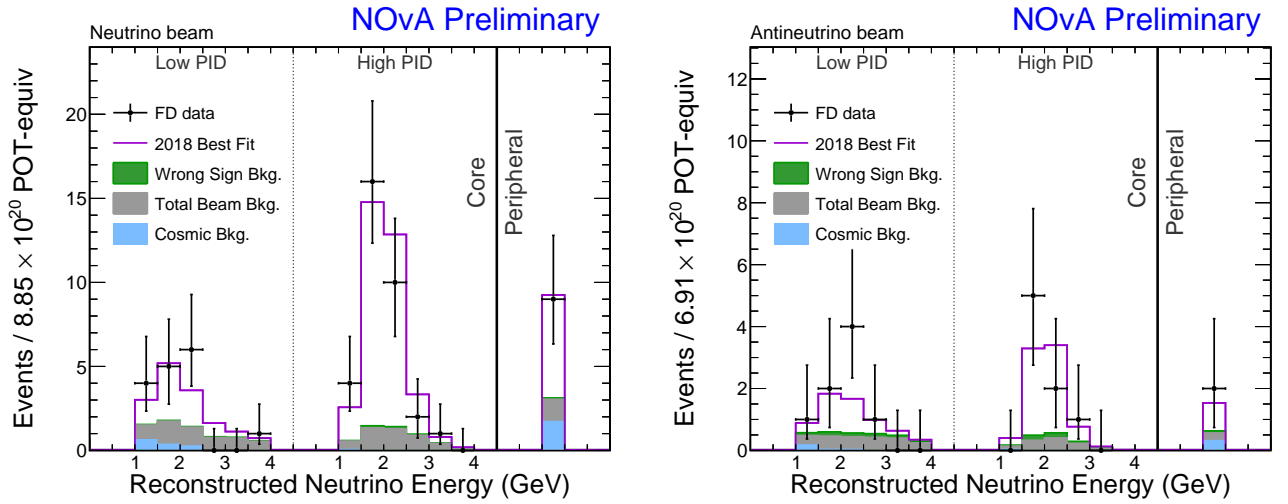


Рисунок 4.17 — Результирующие спектры канала $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (слева) и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (справа), разбитые на два спектра в зависимости от значения классификатора CVN и периферийный бин. Линией обозначено Монте-Карло предсказание с осцилляционными параметрами в точке наилучшей аппроксимации.

В результате повторного вскрытия данных ДД было обнаружено 113 ν_μ (ожидаемый фон 2.1 космических событий и 1.2 фон пучка) и 58 ν_e (ожидаемый фон 3.3 космических событий и 1.2 фон пучка) событий-кандидатов с пучком нейтрино, 65 $\bar{\nu}_\mu$ (ожидаемый фон 0.5 космических событий и 11.8 фон пучка) и 18 $\bar{\nu}_e$ (ожидаемый фон 0.5 космических событий и 4.6 фон пучка) событий-кандидатов с пучком антинейтрино. Спектры этих событий, являющиеся входной информацией для подгонки данных, представлены на Рисунках 4.16 и 4.17. В анализе 2017 года было найдено 66 ν_e событий-кандидатов. Изменения в отборе событий и распределении их по интервалам CVN показаны на Рисунке 4.18.

Совместная подгонка анализируемых спектров на Рисунках 4.16 и 4.17 с учетом систематических неопределенностей и реакторным результатом для θ_{13} позволила сделать следующие выводы:

- лучшее значение подгонки лежит в точке с нормальной иерархией, в верхнем октанте угла θ_{23} со значением $\sin^2\theta_{23} = 0.58 \pm 0.03$, $\Delta m_{32}^2 = +2.51_{-0.08}^{+0.12} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\delta_{CP} = 0.17_{-0.35}^{+0.97}\pi$;
- систематические и статистические неопределенности для измеренных параметров резюмированы в Таблице 7, сгруппированные в 8 больших групп;
- исходя из формы доверительных интервалов для двумерного (Рисунок 4.19) и одномерного (Рисунок 4.20) представления результатов можно сделать следующие выводы:
 - область обратной иерархии, $\delta_{CP} = \pi/2$ исключена на уровне $>3\sigma$;
 - максимальное смешивание угла θ_{23} отвергается на уровне 1.8σ ;
- путем отдельного корректирования предпочтительного значения иерархии и октанта было найдено, что верхний октант θ_{23} предпочтителен на уровне 1.8σ , нормальная иерархия масс нейтрино на уровне 1.8σ .

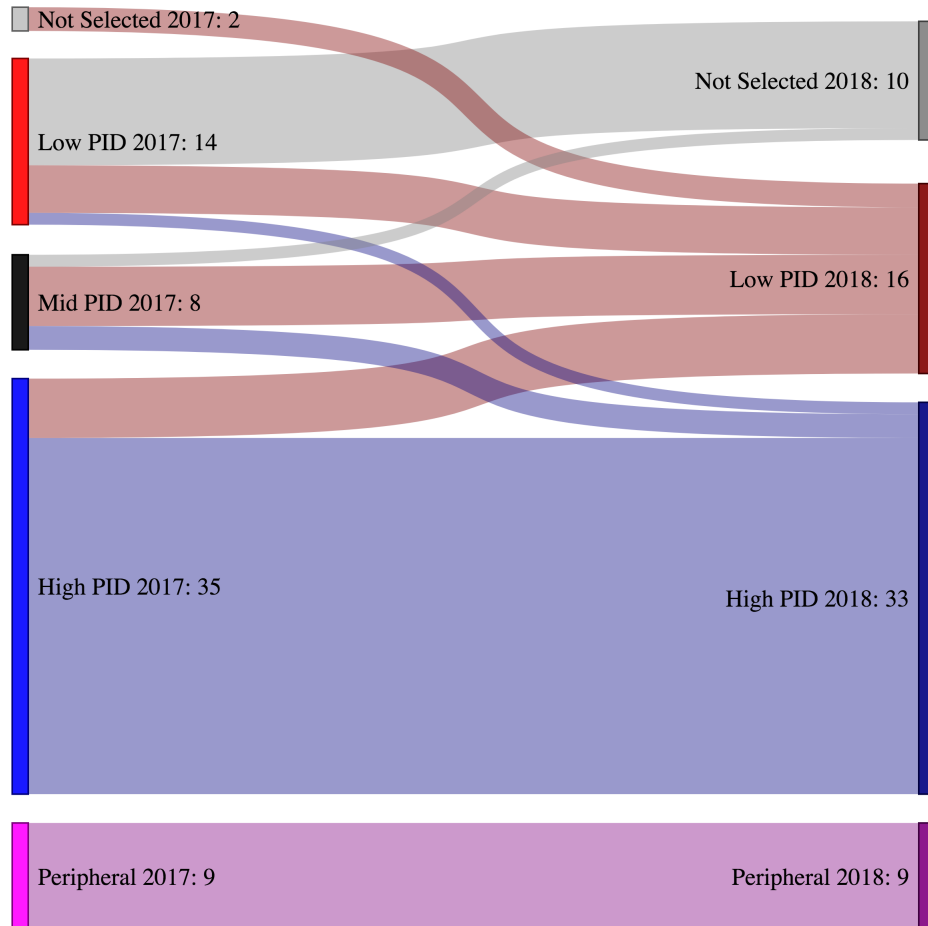


Рисунок 4.18 — Миграция событий в анализах ν_e в 2017 и 2018 годах, обусловленная изменениями в классификаторе CVN и в биннинге анализируемого спектра.

Отдельная подгонка только данных с нейтринным и антинейтринным пучком показана на Рисунке 4.21. Результат с нейтринным пучком в анализе 2018 года повторяет результат 2017 года [A2] с той же самой экспозицией. В результат совместного анализа данных нейтринного и антинейтринного пучка 2018 года значительный вклад внесли новые данные с антинейтринным пучком.

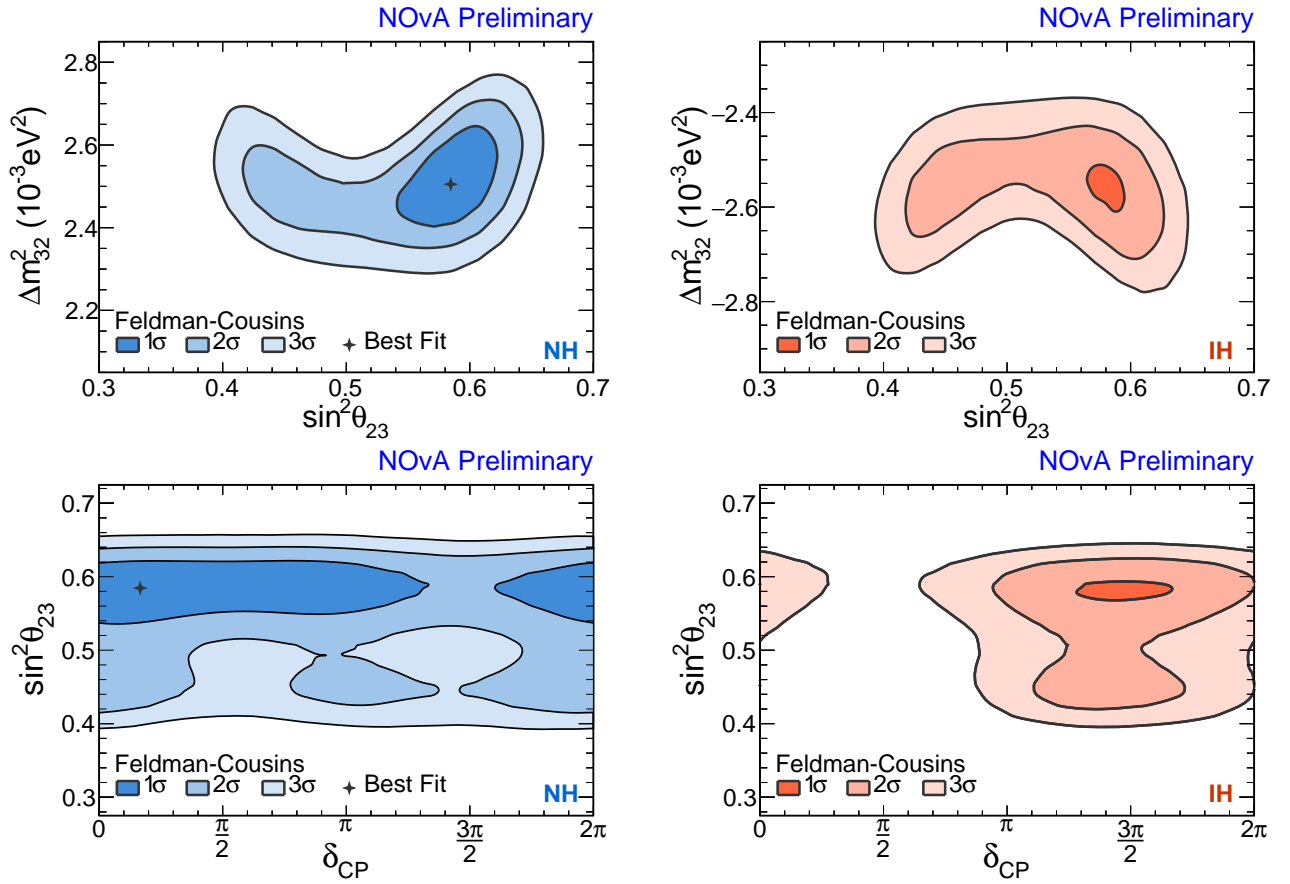


Рисунок 4.19 — Контуры, соответствующие уровням значимости 1, 2, 3 σ , на плоскостях параметров $\sin^2\theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ (сверху) и $\delta_{CP} - \sin^2\theta_{23}$ (снизу) для нормальной (слева) и обратной (справа) иерархий.

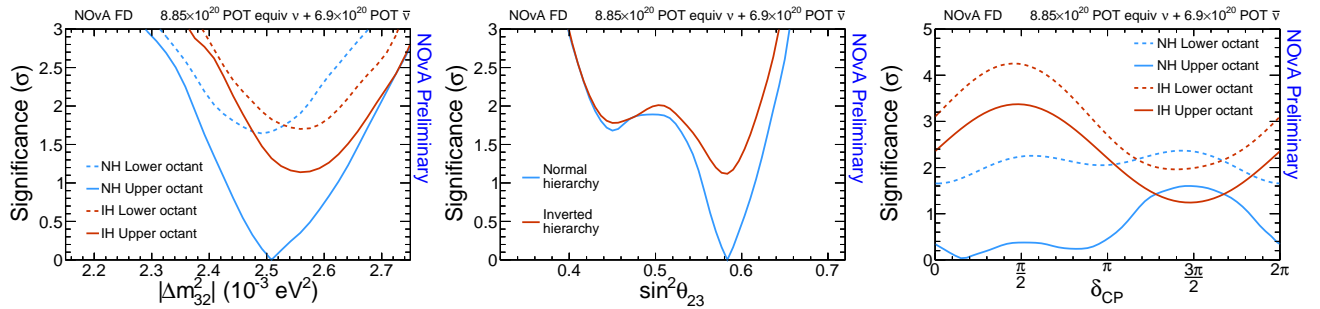


Рисунок 4.20 — Уровни значимости для разных значений параметров Δm_{32}^2 (слева), $\sin^2\theta_{23}$ (по центру) и δ_{CP} (справа) в предположении нормальной (синяя) и обратной (оранжевая) иерархий, нижнего (пунктирная) и верхнего (сплошная линии) октантов (если применимо).

Таблица 7 — Систематические и статистические неопределенности для измеряемых параметров осцилляций.

Источник	$\sin^2 \theta_{23} (\times 10^{-3})$	δ_{CP}/π	$\Delta m_{32}^2 (\times 10^{-3}) \text{ эВ}^2$
Пучок	+0.42 / -0.48	+0.0088 / -0.0048	+0.0016 / -0.0015
Калибровка детектора	+6.9 / -6.1	+0.15 / -0.023	+0.024 / -0.029
Отклик детектора	+1.9 / -0.99	+0.055 / -0.054	+0.0027 / -0.0034
Энергия мюонов	+2.6 / -2.1	+0.015 / -0.0026	+0.01 / -0.012
Разница БД и ДД	+0.56 / -1.1	+0.11 / -0.064	+0.0033 / -0.0013
Сечения нейтрино	+4.2 / -3.5	+0.085 / 0.072	+0.015 / -0.014
Моделирование нейтронов	+6.4 / -7.9	+0.002 / -0.0052	+0.0028 / -0.01
Нормировка	+1.4 / -1.5	+0.031 / -0.024	+0.0029 / -0.0027
Полная систематическая ошибка	+9.6 / -11	+0.21 / -0.11	+0.032 / -0.035
Статистическая ошибка	+22 / -29	+0.9 / -0.27	+0.064 / -0.059

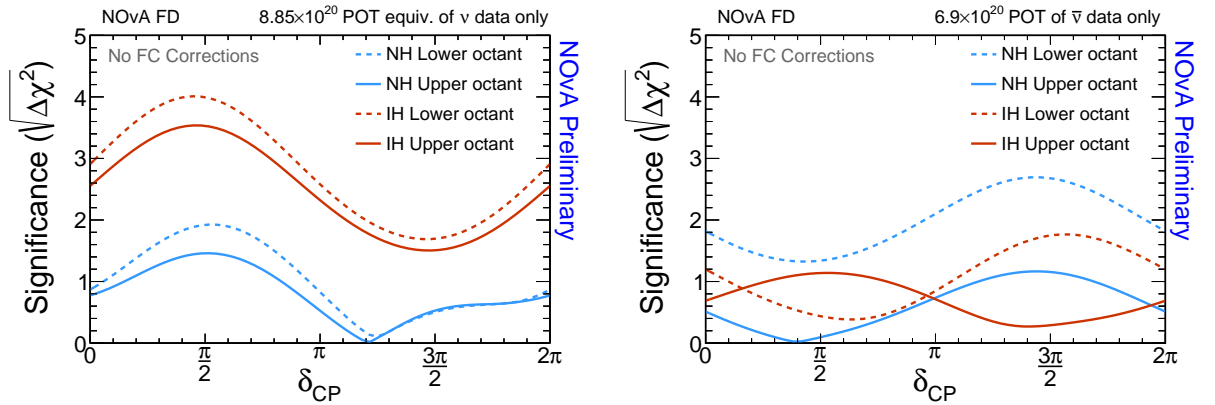


Рисунок 4.21 — Уровни значимости для разных значений параметров δ_{CP} в предположении нормальной (синяя) и обратной (оранжевая) иерархий, нижнего (пунктирная) и верхнего (сплошная линии) октантов только с данными нейтринного (слева) и антинейтринного (справа) пучков. Без поправок Фельдмана-Казинса в данном случае.

4.4.2 Анализ NOvA в 2019 году

Для проверки полученных результатов коллаборацией было принято решение заморозить средства анализа 2018 года и повторить анализ с большей статистикой антинейтринного пучка, что было сделано при участии соискателя.

Экспозиция анализа 2019 года составила 8.85×10^{20} POT-экв. с пучком нейтрино и 12.33×10^{20} POT с пучком антинейтрино (на 78% больше статистики, чем в 2018 году).

Анализируемые спектры для нейтринного пучка остались теми же, что в 2018 году (Рисунки 4.16 и 4.17), для антинейтринного пучка вновь был проведен слепой анализ, в результате которого было найдено $102 \bar{\nu}_\mu$ событий-кандидатов (с ожидаемым фоном 0.8 космических событий и 1.4 событий фона пучка) и $27 \bar{\nu}_e$ событий-кандидатов (с ожидаемым фоном 1.1 космических событий и 9.2 событий фона пучка). Полученные спектры с пучком антинейтрино представлены на Рисунке 4.22.

Результаты совместной подгонки данных с нейтринным и антинейтринным пучками следующие:

- лучшее значение подгонки лежит в точке с нормальной иерархией, в верхнем октанте угла θ_{23} со значением $\sin^2\theta_{23} = 0.56_{-0.03}^{+0.04}$, $\Delta m_{32}^2 = +2.48_{-0.06}^{+0.11} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\delta_{CP} = 0.0_{-0.4}^{+1.3}\pi$;
- исходя из формы доверительных интервалов для двумерного (Рисунок 4.23) и одномерного (Рисунок 4.24) представления результатов можно сделать следующие выводы:
 - область обратной иерархии, $\delta_{CP} = \pi/2$ исключена на уровне $>3\sigma$;
 - максимальное смешивание угла θ_{23} отвергается на уровне 1.2σ ;
- путем отдельного корректирования предпочтительного значения иерархии и октанта было найдено, что верхний октант θ_{23} предпочтителен на уровне 1.6σ , нормальная иерархия масс нейтрино на уровне 1.9σ .

Систематические и статистические неопределенности для измеренных параметров резюмированы в Таблице 8 сгруппированные в 8 больших групп.

В случае данных только с нейтринным пучком никаких изменений в уровнях значимости и доверительных интервалах не произошло, поскольку и анализ, и экспозиция остались на уровне 2018 года. Результат с антинейтринным пучком показан на Рисунке 4.25. Основной вклад в миграцию лучшего значения подгонки вносят именно эти данные.

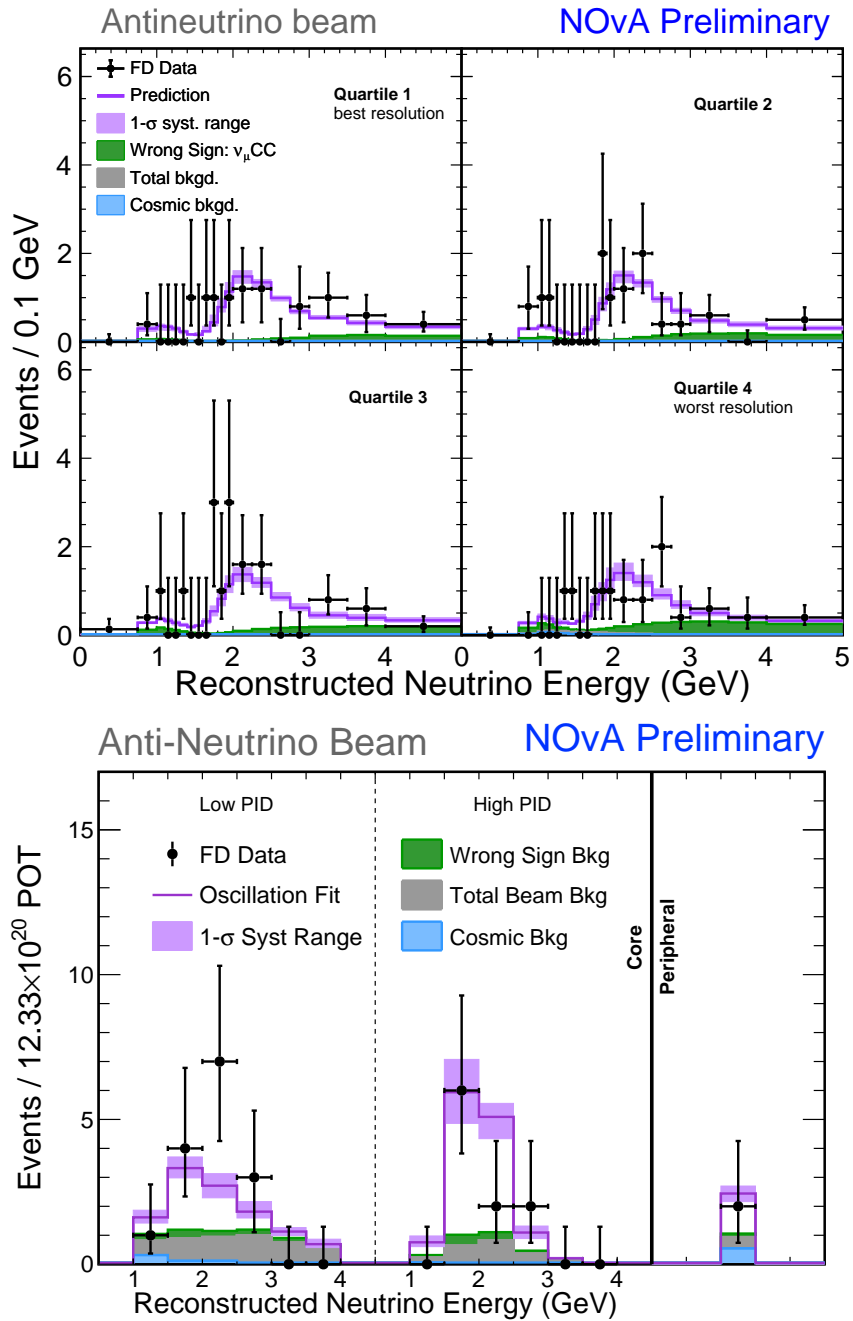


Рисунок 4.22 — Результирующие спектры канала $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ (сверху) и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (снизу). Линией обозначено Монте-Карло предсказание с осцилляционными параметрами в точке наилучшей аппроксимации с 1σ ошибками.

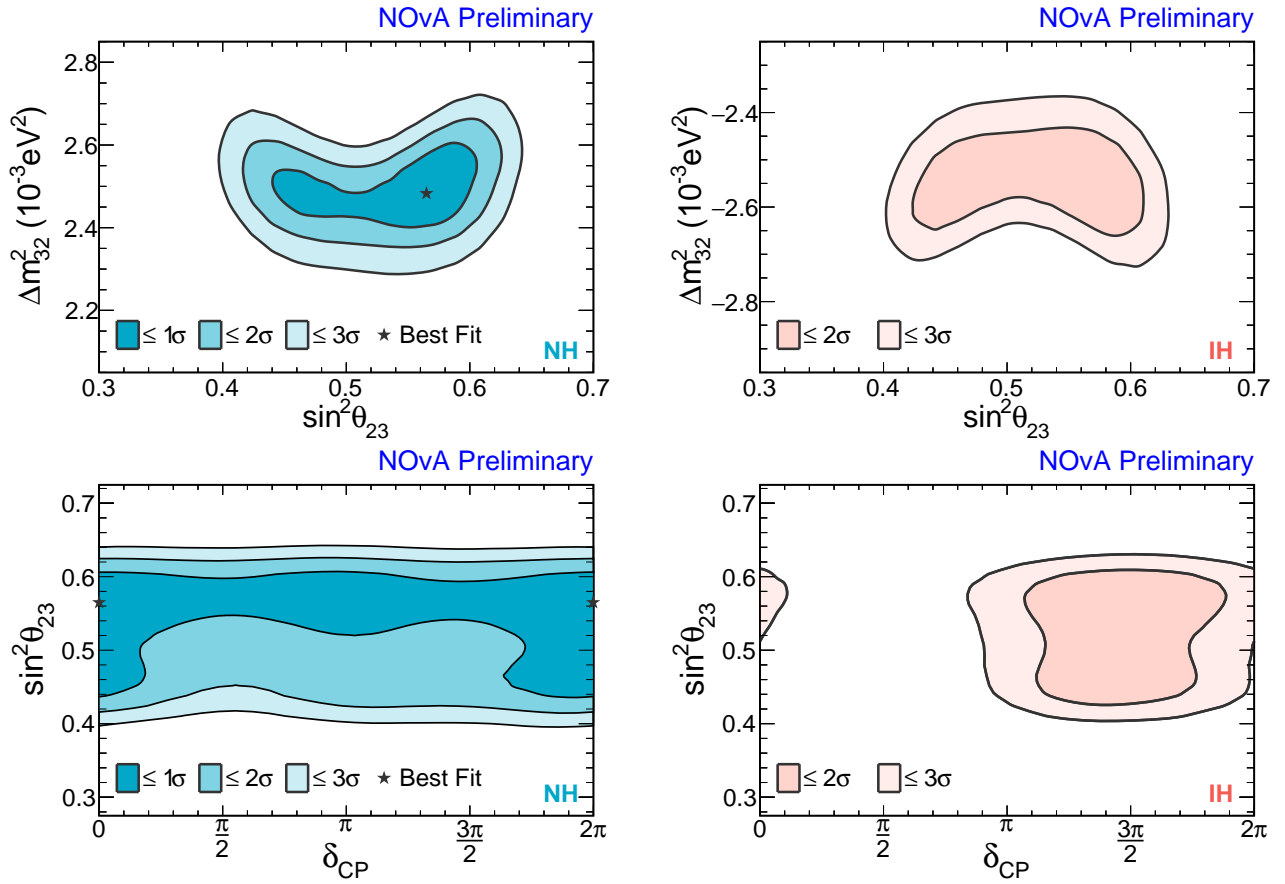


Рисунок 4.23 — Контуры, соответствующие уровням значимости 1, 2, 3 σ на плоскостях параметров $\sin^2\theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ (сверху) и $\delta_{CP} - \sin^2\theta_{23}$ (снизу) для нормальной (слева) и обратной (справа) иерархий.

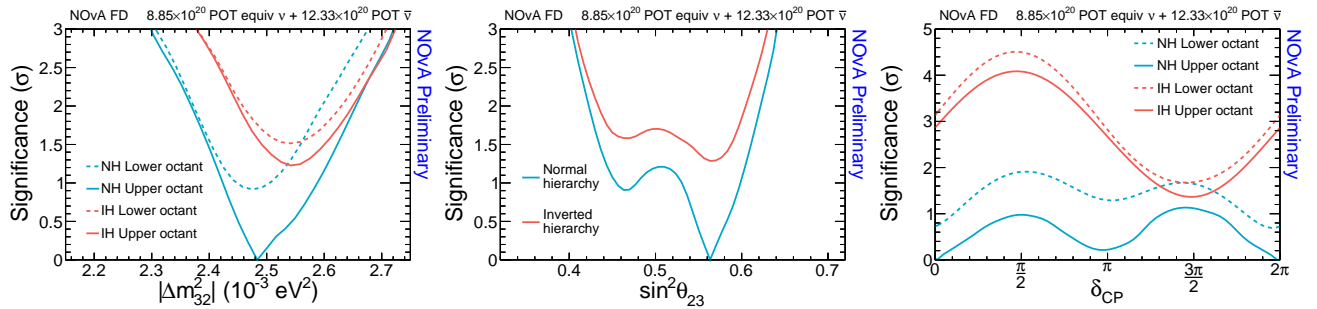


Рисунок 4.24 — Уровни значимости для разных значений параметров Δm_{32}^2 (слева), $\sin^2\theta_{23}$ (по центру) и δ_{CP} (справа) в предположении нормальной (синяя) и обратной (оранжевая) иерархий, нижнего (пунктирная) и верхнего (сплошная линии) октантов (если применимо).

Таблица 8 — Систематические и статистические неопределенности для измеряемых параметров осцилляций.

Источник	$\sin^2 \theta_{23} (\times 10^{-3})$	δ_{CP}/π	$\Delta m_{32}^2 (\times 10^{-3}) \text{ эВ}^2$
Пучок	+0.41 / -0.89	+0.0042 / -0.0042	+0.0013 / -0.0013
Калибровка детектора	+5.4 / -9.2	+0.026 / -0.025	+0.022 / -0.026
Отклик детектора	+1.9 / -3.2	+0.051 / -0.054	+0.0039 / -0.0046
Энергия мюонов	+2.3 / -3.0	+0.003 / -0.0016	+0.0099 / -0.011
Разница БД и ДД	+1.0 / -4.0	+0.061 / -0.074	+0.0017 / -0.0019
Сечения нейтрино	+4.1 / -7.7	+0.063 / 0.071	+0.01 / -0.011
Моделирование нейтронов	+6.0 / -13	+0.01 / -0.00051	+0.0053 / -0.013
Нормировка	+1.3 / -2.7	+0.023 / -0.026	+0.0013 / -0.0018
Полная систематическая ошибка	+9.7 / -20	+0.11 / -0.12	+0.026 / -0.032
Статистическая ошибка	+24 / -38	+0.25 / -0.28	+0.052 / -0.049

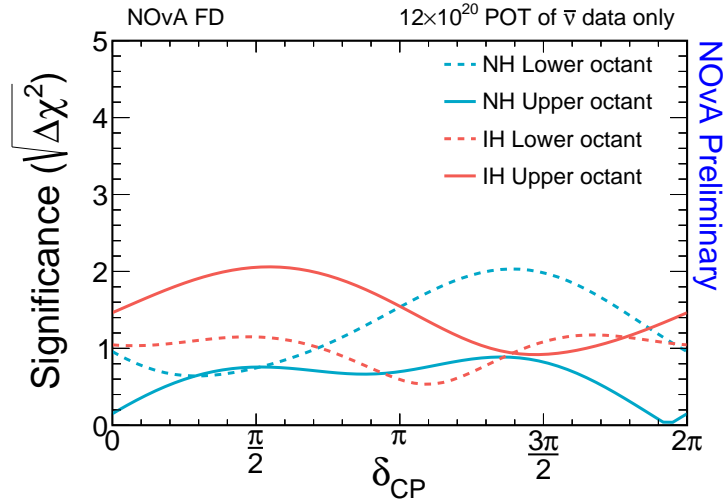


Рисунок 4.25 — Уровни значимости для разных значений параметров δ_{CP} в предположении нормальной (синяя) и обратной (оранжевая) иерархий, нижнего (пунктирная) и верхнего (сплошная линии) октантов только с данными антинейтринного пучка. Без поправок Фельдмана-Казинса в данном случае.

4.4.3 Анализ NOvA в 2020 году

В 2020 году был сделан ряд серьезных изменений в процедуре анализа данных. Экстраполяция проводится в дополнительных бинах поперечного импульса (более детально в Приложении А), серьезные изменения также претерпел и список систематических неопределенностей (более детально о новых систематических неопределенностях в Приложении Б). Изменения также коснулись и процедуры отбора событий, теперь и в Периферийной, и в Центральной выборках для отбора космических мюонов используется BDT. Новые версии GENIE (3.0.6), GEANT (v4.10.4), новая версия нейронной сети CVN. С 2019 года была установлена новая мишень, часть данных с нейтринным пучком набиралась с ней. Из-за всех этих изменений был вновь проведен слепой анализ данных. Методы интерпретации данных остаются теми же самыми, что и в анализах 2018–2019 годов.

Интегральная экспозиция детекторов на 2020 год составила 13.6×10^{20} POT-экв. с пучком нейтрино (на 54% больше, чем в 2018 и 2019 годах) и 12.5×10^{20} POT с пучком антинейтрино. Было найдено 211 ν_μ событий-кандидатов (с ожидаемым суммарным числом фоновых событий 8.2) и 82 ν_e событий-кандидатов (с ожидаемым суммарным числом фоновых событий 26.8) с пучком нейтрино и 105 $\bar{\nu}_\mu$ событий-кандидатов (с ожидаемым суммарным числом фоновых событий 2.1) и 33 $\bar{\nu}_e$ событий-кандидатов (с ожидаемым суммарным числом фоновых событий 14.0) с пучком антинейтрино. Анализируемые спектры представлены на Рисунках 4.26 и 4.27.

В 2020 году были получены следующие результаты совместной аппроксимации данных NOvA:

- лучшее значение подгонки лежит в точке с нормальной иерархией, в верхнем октанте угла θ_{23} со значением $\sin^2\theta_{23} = 0.57_{-0.04}^{+0.03}$, $\Delta m_{32}^2 = (+2.41 \pm 0.07) \times 10^{-3}$ эВ², $\delta_{CP} = 0.82_{-1.0}^{+0.24}\pi$;
- исходя из формы доверительных интервалов для двумерного (Рисунок 4.28) и одномерного (Рисунок 4.29) представления результатов можно сделать следующие выводы:
 - данные NOvA предпочитают комбинации осцилляционных параметров, предполагающие симметрию между нейтрино и антинейтрино, значения параметров «обратная иерархия, $\delta_{CP} = \pi/2$ » и «нормальная иерархия, $\delta_{CP} = 3\pi/2$ » отвергаются на уровнях $>3\sigma$ и 2σ соответственно;
 - максимальное смешивание угла θ_{23} отвергается на уровне 1.1σ ;
- путем отдельного корректирования предпочтительного значения иерархии и октанта было найдено, что верхний октант θ_{23} предпочтителен на уровне 1.2σ , нормальная иерархия масс нейтрино на уровне 1.0σ ;

В случае отдельной подгонки данных с нейтринным и антинейтринным пучком результаты также изменились, это связано как с увеличением статистики с нейтринным пучком, так и с изменениями, произошедшими в реконструкции и моделировании, описанными в

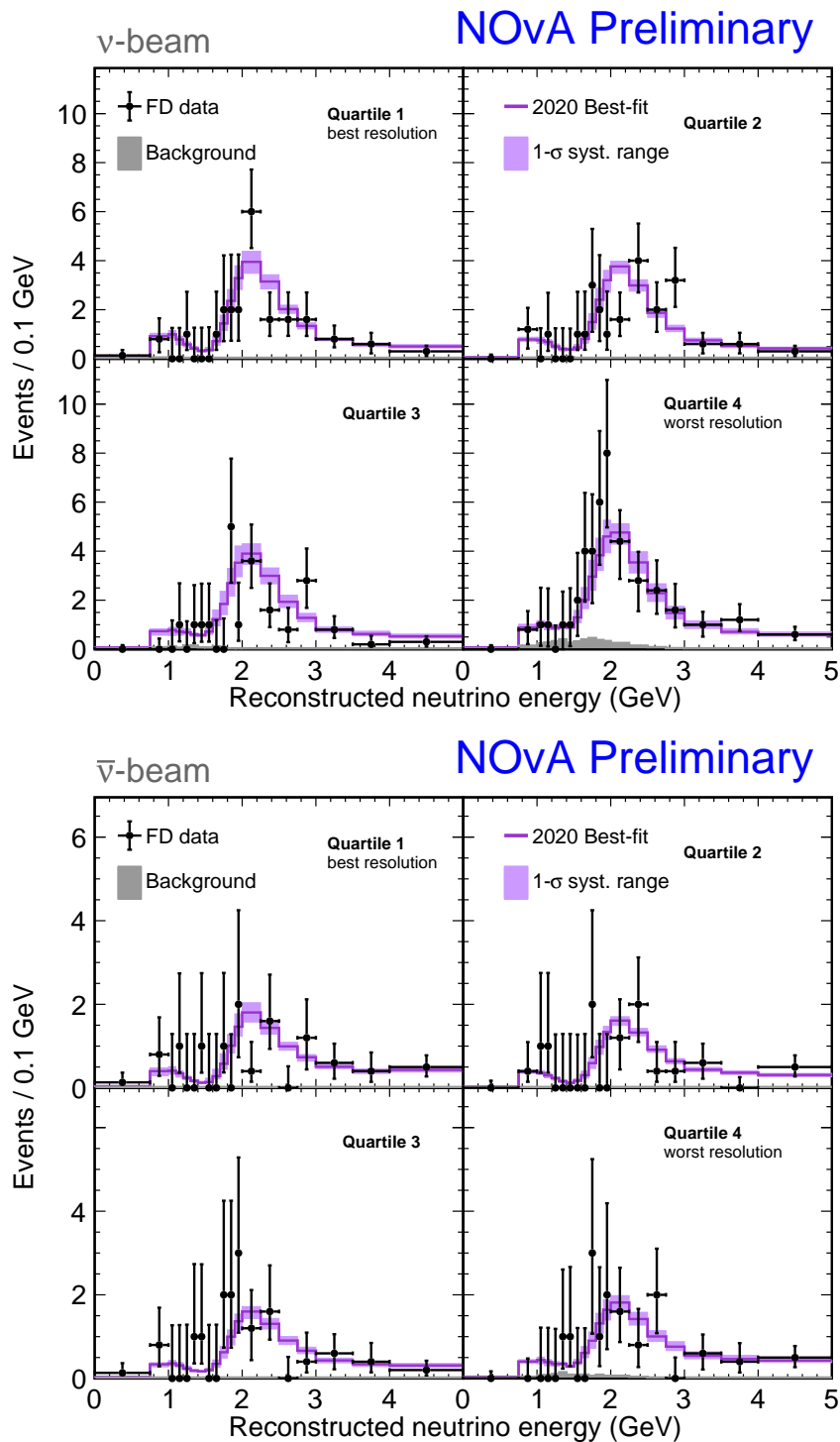


Рисунок 4.26 — Результирующие спектры канала $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ (сверху) и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ (снизу), разбитые на четыре квантили. Линией обозначено Монте-Карло предсказание с осцилляционными параметрами в точке наилучшей аппроксимации данных с полосой, отвечающей 1σ ошибкам.

начале параграфа. Результаты по отдельности для каждого режима работы (нейтрино/антинейтрино) представлены на Рисунке 4.30.

Положение такого лучшего значения можно объяснить расположением точки с полученным число событий на плоскости предсказанных числе нейтринных и антинейтринных событий для канала появления электронных нейтрино (Рисунок 4.31). Разумеется, в фи-

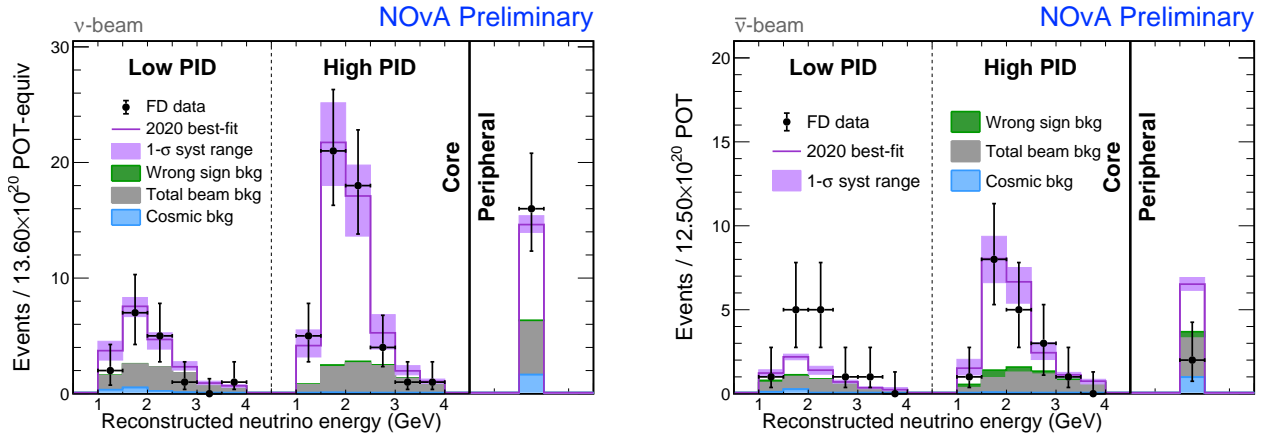


Рисунок 4.27 — Результирующие спектры канала $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (слева) и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (справа), разбитые на два спектра в зависимости от значения классификатора CVN и периферийный бин. Линией обозначено Монте-Карло предсказание с осцилляционными параметрами в точке наилучшей аппроксимации с 1σ ошибками.

нальное значение вклад вносит и результат канала исчезновения мюонных (анти-)нейтрино, особенно для значений Δm_{32}^2 и $\sin^2\theta_{23}$. Но из данных по появлению ν_e наглядно видна причина отрицания крайних положений для иерархии и δ_{CP} в результатах 2020 года.

Обсуждение полученных результатов в 2018 – 2020 годах и их место в глобальной картине измерений осцилляционных параметров представлено в Главе 6.

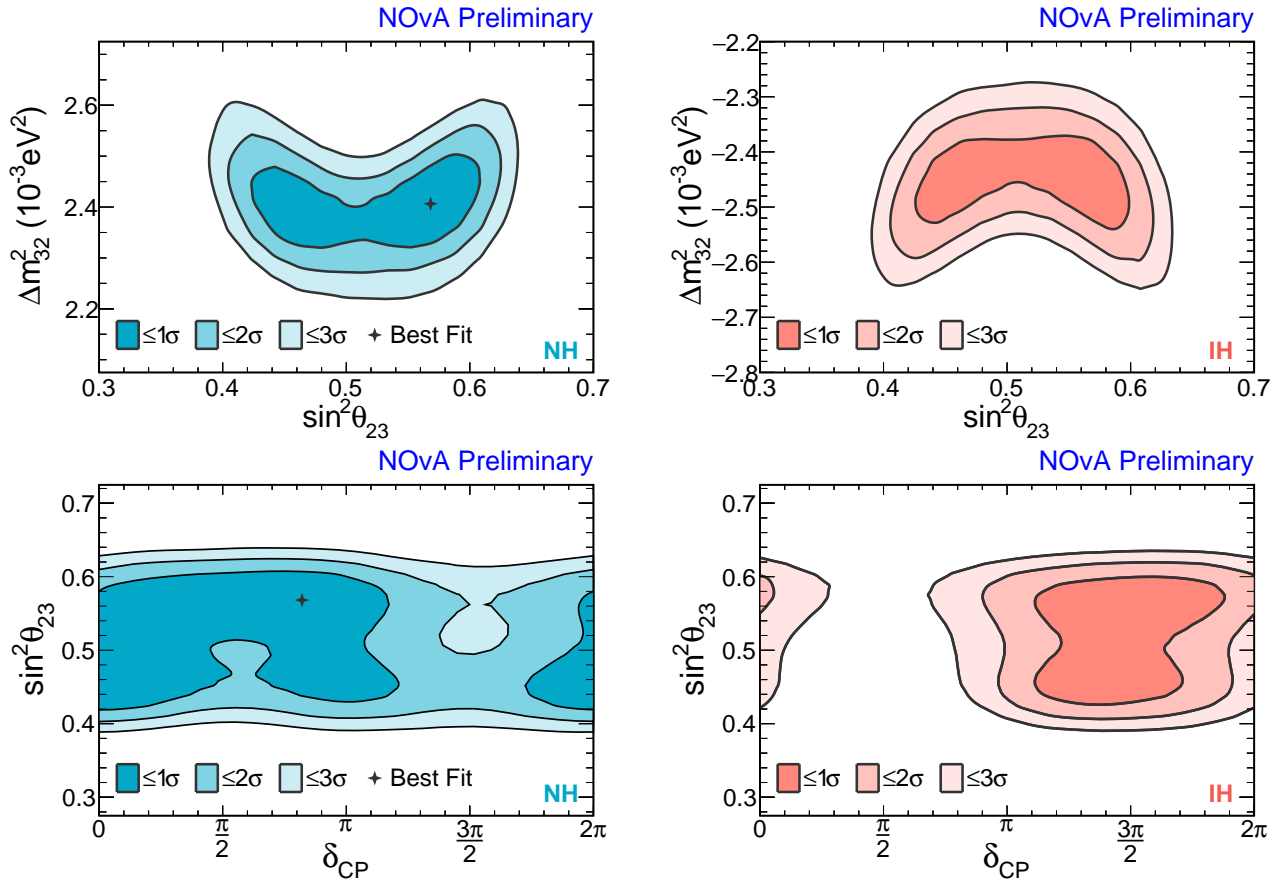


Рисунок 4.28 — Контуры, соответствующие уровням значимости 1, 2, 3 σ на плоскостях параметров $\sin^2\theta_{23}$ – Δm_{32}^2 (сверху) и δ_{CP} – $\sin^2\theta_{23}$ (снизу) для нормальной (слева) и обратной (справа) иерархий.

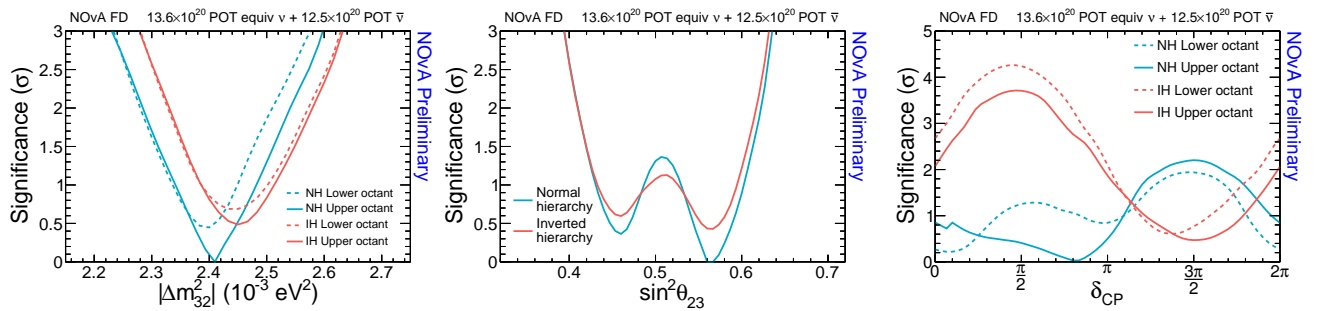


Рисунок 4.29 — Уровни значимости для разных значений параметров Δm_{32}^2 (слева), $\sin^2\theta_{23}$ (по центру) и δ_{CP} (справа) в предположении нормальной (синяя) и обратной (оранжевая) иерархий, нижнего (пунктирная) и верхнего (сплошная линии) октантов (если применимо).

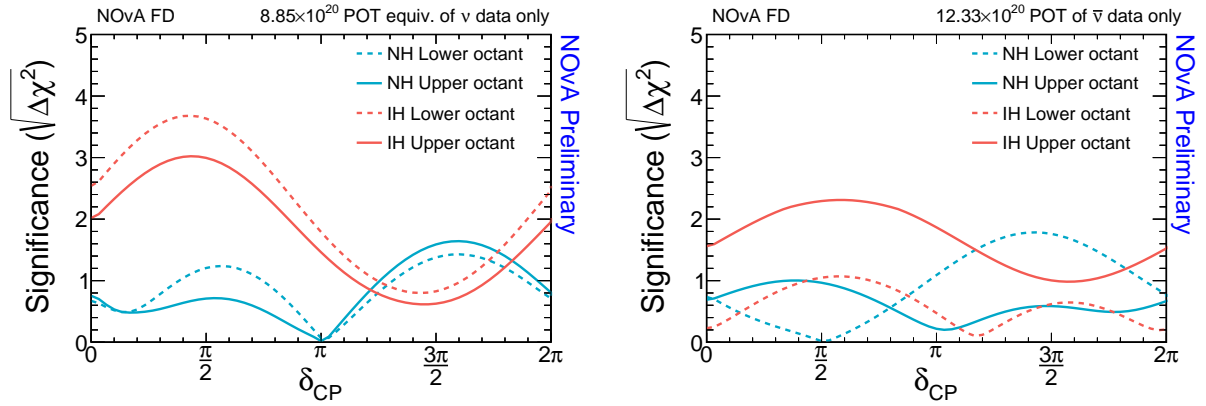


Рисунок 4.30 — Уровни значимости для разных значений параметров δ_{CP} в предположении нормальной (синяя) и обратной (оранжевая) иерархий, нижнего (пунктирная) и верхнего (сплошная линии) октантов только с данными нейтринного (слева) и антинейтринного (справа) пучков. Без поправок Фельдмана-Казинса в данном случае.

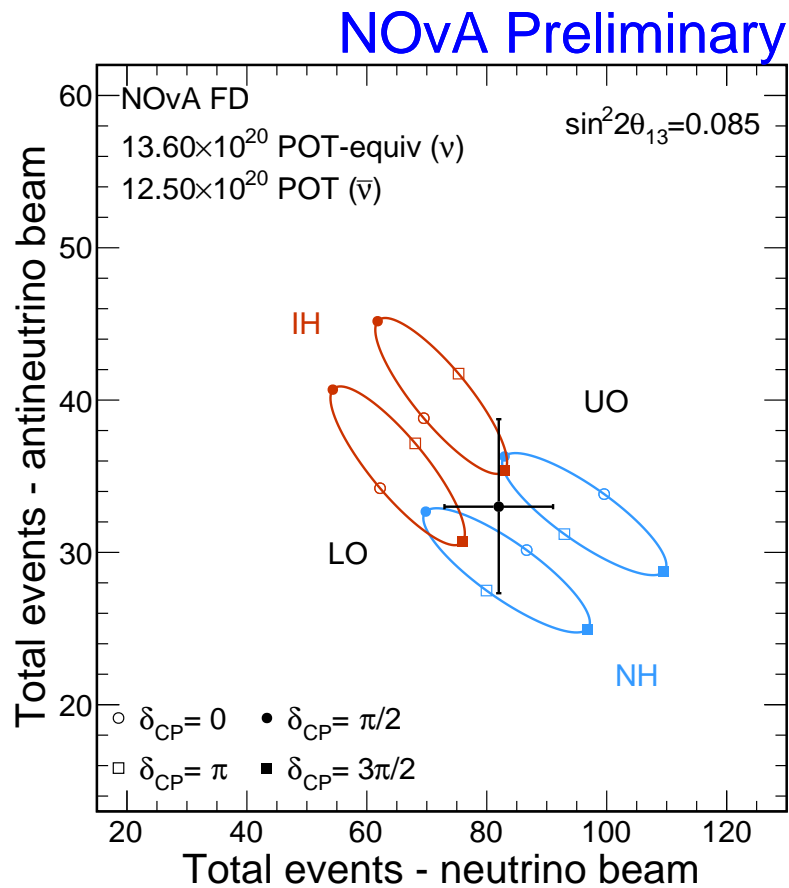


Рисунок 4.31 — Точка с данными на плоскости полного числа событий для каналов $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (ось Y) и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (ось X), каждая точка на эллипсах с предсказаниями соответствует определенному значению δ_{CP} , представлены эллипсы для случая нормальной и обратной иерархий, верхнего и нижнего октанта θ_{23} .

4.5 Оценка уровня значимости появления $\bar{\nu}_e$ в пучке $\bar{\nu}_\mu$

В 2018 году в NOvA впервые были включены данные антинейтринного пучка в анализ. Было найдено 18 событий-кандидатов с ожидаемым числом фона 5.3 события. Для определения уровня значимости, на котором эксперимент NOvA наблюдал появление электронных антинейтрино в пучке мюонных антинейтрино, соискателем была выполнена следующая процедура. Идейно она похожа на процедуру Фельдмана-Казинса, но из-за ряда упрощений не требует серьезных вычислительных мощностей:

- путем изучения большой выборки псевдо-экспериментов, разыгранных в точке наилучшей подгонки данных только с нейтринным пучком, выделяются веса, имитирующие эффекты разыгранных значений осцилляционных параметров (Рисунок 4.32) и сдвигов систематических неопределенностей;
- применяя разыгранные значения весов для осцилляционных параметров и сдвигов систематических неопределенностей и таким образом имитируя случайность в этих параметрах, использовались пуассоновские флуктуации относительно этого среднего для получения случайного значения чисел событий;
- проверялось, как часто таким образом разыгранный фон (в том числе и нейтринный) антинейтринного пучка может флуктуировать в значения большие или равные найденным 18 событиям (Рисунок 4.32).

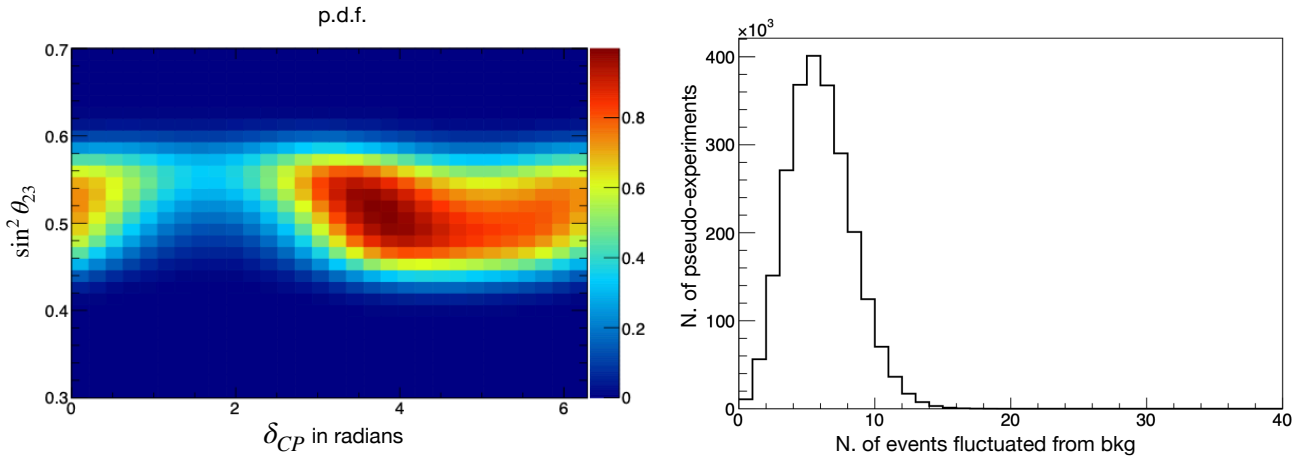


Рисунок 4.32 — Для разыгрывания экспериментов произвольно выбирались осцилляционные параметры из полученных результатов только в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Рисунок слева, например, результат операции $\exp(-\Delta\chi^2/2)$, примененной к плоскости $\delta_{CP} - \sin^2 \theta_{23}$, из которой извлекались произвольные δ_{CP} и $\sin^2 \theta_{23}$ для случая нормальной иерархии. Рисунок справа — результат описанной процедуры, он иллюстрирует интегралы разыгранного фона антинейтринного пучка с пуассоновскими флуктуациями. Было найдено 82 эксперимента с интегралом больше 18 событий из 2 300 000.

Было проверено, что пуассоновские флуктуации значительно превышают 1σ неопределенности для осцилляционных параметров и сдвигов систематических неопределенностей. Было разыграно чуть более двух миллионов таких быстрых псевдо-экспериментов. Уровень значимости, на котором эксперимент NOvA наблюдал появление электронных антинейтрино в пучке мюонных составил 4.1σ .

Эта же самая процедура повторялась и в 2019 году. Было найдено 27 $\bar{\nu}_e$ событий-кандидатов, ожидаемый фон составил 10.3 событий. Полученное значение уровня значимости после проведения описанной выше процедуры составило 4.4σ .¹

¹В анализе 2020 году эта процедура проводилась коллегами из коллаборации. Величина осталась на прежнем уровне.

Глава 5. Чувствительность эксперимента NOvA к измерению осцилляционных параметров

Эта глава посвящена оценке чувствительности ускорительных нейтринных экспериментов к измерению осцилляционных параметров. По большей части, обсуждаться будет чувствительность NOvA, но для сравнения часть работ проводилась и для эксперимента DUNE. Эта работа освещена в следующих статьях [A3; A4; A6] за авторством соискателя.

Первая часть посвящена полученным результатам соискателя с ПО GLoBES в самом начале работы. Это пакет программ открытого доступа, позволяющий оценить потенциал эксперимента с помощью упрощенного моделирования. Проводилась оценка чувствительности NOvA и DUNE, оценивался вклад эффектов вещества в наблюдаемое число событий.

Во второй части для оценки чувствительности использовалось ПО эксперимента NOvA с полноценным Монте-Карло моделированием. Эти работы выполнялись для группы осцилляционного анализа данных NOvA как при подготовке к ежегодным анализам, так и в перспективе, для полной экспозиции эксперимента.

5.1 Моделирование ускорительных экспериментов NOvA и DUNE с помощью ПО GLoBES

GLoBES (General Long Baseline Experiment Simulator) [27] — пакет программ открытого доступа, позволяющий генерировать данные абстрактного нейтринного эксперимента, определяемого пользователем. Из получаемых с помощью GLoBES энергетических спектров событий можно извлекать параметры осцилляций и дополнительную информацию, позволяющую оценить потенциал эксперимента. Главный статистический инструмент GLoBES — вычисление стандартной χ^2 -функции для величин, распределенных по Пуассону, как и в формуле (4.7). Числа событий эксперимента определяются следующим способом:

$$N_i^{\text{набл.}} = (1 + a + br_i) s_i + (1 + c + dr_i) b_i, \quad (5.1)$$

$$r_i = \frac{E_i - E_{\text{ср.}}}{E_{\text{макс.}} - E_{\text{мин.}}}, \quad (5.2)$$

$$\chi_{\text{штр.}}^2 = \frac{a^2}{\sigma_a^2} + \frac{b^2}{\sigma_b^2} + \frac{c^2}{\sigma_c^2} + \frac{d^2}{\sigma_d^2}, \quad (5.3)$$

где i — номер бина по энергии нейтрино (E_i), $N_i^{\text{набл.}}$ — наблюдаемое число событий в бине; $E_{\text{мин.}}$, $E_{\text{макс.}}$ и $E_{\text{ср.}}$ — минимальная, максимальная и средняя энергия нейтрино в эксперименте соответственно; s_i (b_i) — число сигнальных (фоновых) событий; a (c) и b (d) — величины, связанные с нормировкой и калибровкой спектра для сигнала (фона); $\chi_{\text{штр.}}^2$ — сумма вкладов систематических ошибок, определяемых по методу штрафных членов.

В конфигурационном файле GLoBES эксперимент определяется согласно заявленным характеристикам. Число событий определяется сверткой потока нейтрино, вероятности осцилляций, сечения взаимодействия нейтрино с веществом детектора и эффективности регистрации событий данного типа, представляя собой упрощенное моделирование. Все эти величины были извлечены из ПО NOvA в соответствии с описанием из Главы 2 или взяты из публичного доступа для случая DUNE [119]. Для сравнения получившегося моделирования в GLoBES с моделированием в ПО NOvA были получены чувствительность эксперимента к иерархии масс нейтрино и ожидаемые числа событий.

Программы, подобные GLoBES, весьма удобны для начальных стадий эксперимента, таких как рассмотрение предложения. В них нет серьезных полноценных средств для анализа данных или моделирования, но есть хорошая инфраструктура для оценок, которые тем не менее достаточно близки к реальным значениям. В случае DUNE GLoBES использовался для оценки чувствительности для CDR (англ. Conceptual Design Report) [119]. На данный момент эксперимент уже располагает собственным Монте-Карло моделированием.

В качестве оценки чувствительности эксперимента к иерархии масс использовалась уже упоминавшаяся величина $\sqrt{\Delta\chi^2} = \sqrt{|\chi_{\text{тест}}^2 - \chi_{\text{ист.}}^2|}$. Как уже обсуждалось, эта величина не является истинной чувствительностью эксперимента, измеряемой в терминах стандартных отклонений, поэтому при обработке данных от применения этой формулы лучше воздержаться. Однако такая оценка может использоваться при изучении чувствительности и дает вполне близкий результат без серьезных вычислительных затрат.

Ниже рассматриваются два случая:

1. истинная иерархия (использованная при расчете $\chi_{\text{ист.}}^2$) — нормальная, предполагаемая в анализе (использованная при расчете $\chi_{\text{тест}}^2$) — обратная;
2. истинная иерархия — обратная, предполагаемая в анализе — нормальная.

Чувствительность для NOvA рассчитывалась исходя из плановых 6 лет работы эксперимента с 6×10^{20} POT/год. На момент проведения этого исследования не было известно о продлении набора данных до 2025 года. Полученный результат с помощью GLoBES представлен на Рисунке 5.1. Для сравнения та же самая работа была проделана в ПО NOvA с Монте-Карло моделированием эксперимента. Результаты прекрасно согласуются между собой. В лучшем случае за 6 лет набора статистики с 6×10^{20} POT/год чувствительность составляет величину 3σ . В 1/3 значений δ_{CP} она выше 2σ . Существует несколько «несчастливых» для определения иерархии масс значений фазы CP нарушения: $\pi/2$ для нормальной иерархии, $3\pi/2$ для обратной, 0 и π для обеих иерархий.

Помимо изучения чувствительности была также выполнена методическая задача повторения первого анализа данных NOvA. В рамках тестовой задачи этот анализ был также выполнен с помощью GLoBES, в котором был сделан ряд изменений, чтобы принимать данные извне. Был получен интересный результат: GLoBES с упрощенным моделированием справился и с простым анализом реальных данных эксперимента, каким на тот момент был анализ NOvA, результаты согласовались достаточно неплохо.

Первый анализ эксперимента NOvA был представлен летом 2015 года ([120; 121]) с экспозицией эксперимента 2.74×10^{20} POT-экв. В анализе появления электронных нейтрино

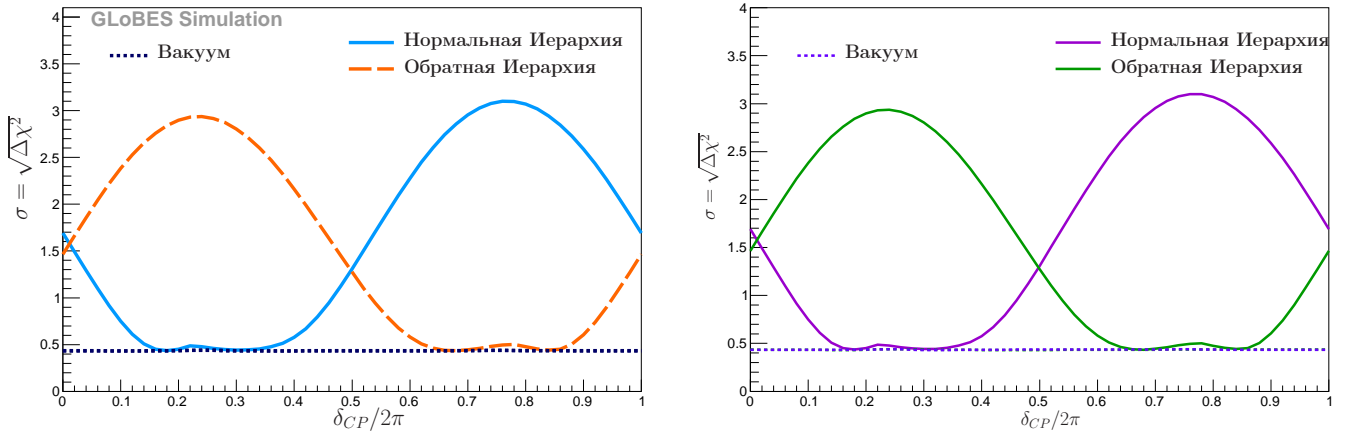


Рисунок 5.1 — Чувствительность NOvA к иерархии масс нейтрино после 6 лет работы с плановой статистикой 6×10^{20} POT/год. Результат слева был получен с помощью GLOBES, справа — с помощью ПО NOvA.

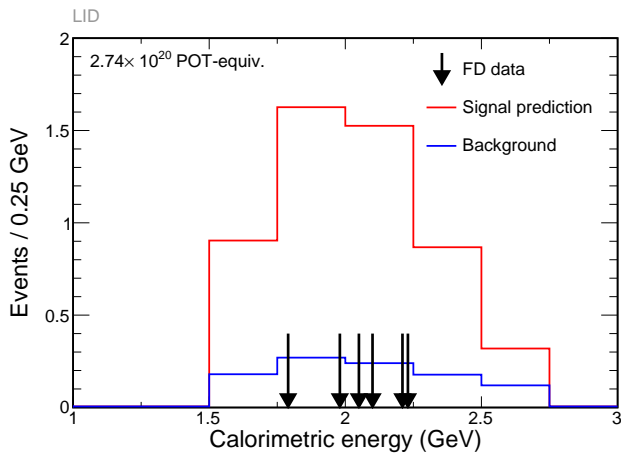


Рисунок 5.2 — События ν_e СС, отобранные в первом анализе NOvA классификатором LID [120; 121].

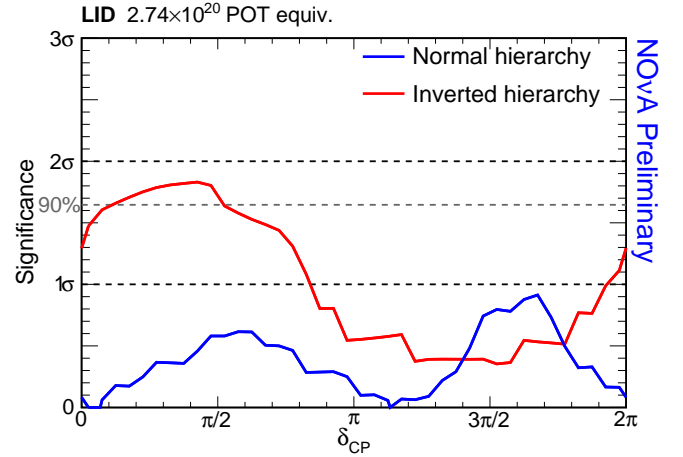


Рисунок 5.3 — Ограничения, полученные на параметры иерархия масс и δ_{CP} из первого анализа NOvA [120; 121].

но с помощью алгоритма отбора событий LID было найдено 6 событий (Рисунок 5.2). LID являлся официальным классификатором событий на тот момент (позже его сменил CVN). Ожидаемое число фоновых событий составило 1.0. Фон состоял из 0.5 ν_e пучка, 0.37 NS, 0.05 ν_μ СС, 0.02 ν_τ СС и 0.06 событий с космическими мюонами. Систематическая неопределенность составила 17.6%, основными источниками являлись калибровка, неопределенность сечений и затухание света в сцинтилляторе. Результат анализа данных NOvA на 2015 год показан на Рисунке 5.3. Значения $\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.005$ и $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ были зафиксированы. Поправки Фельдмана-Казинса применены. Таким образом, эксперимент NOvA отвергал диапазон $0 < \delta_{CP} < 0.8\pi$ обратной иерархии на уровне 90% C.L.

Результат проделанного анализа в модифицированном GLOBES приведен на Рисунке 5.4. Так как в GLOBES нет возможности разыгрывать эксперименты, то приведенный Рисунок соответствует только гауссовой значимости. Для сравнения также приведен результат с гауссовой значимостью, полученный в ПО NOvA. Оба Рисунка и значения, на них приве-

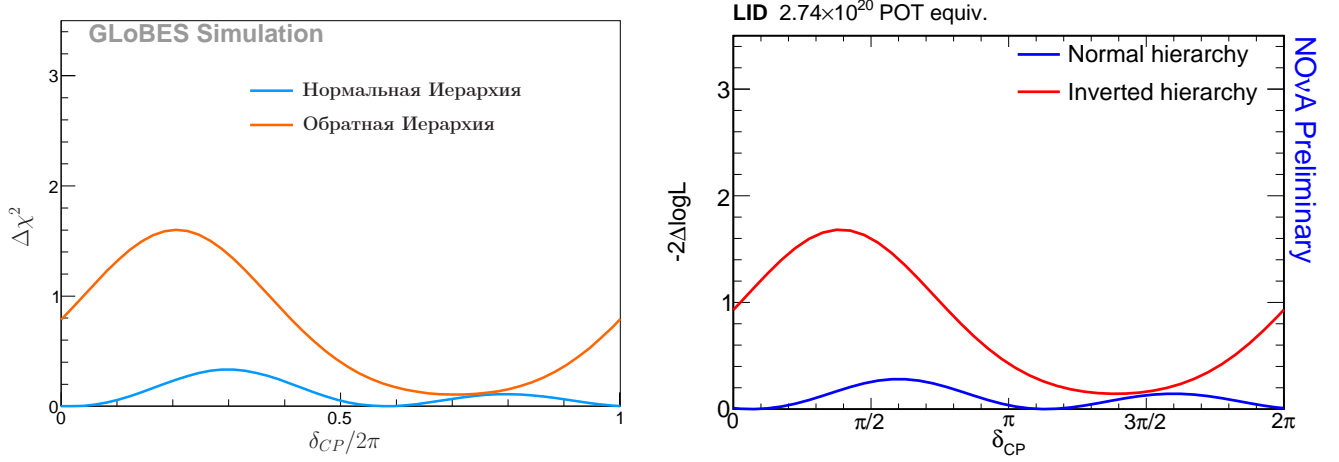


Рисунок 5.4 — Значимость, с которой отвергаются нормальная и обратная иерархия и значения δ_{CP} , для первого анализа NOvA. Результат слева был получен с помощью GLOBES, результат справа — в ПО NOvA.

Таблица 9 — Числа событий для анализа данных NOvA 2016 года, случай пучка нейтрино. Получены с помощью GLOBES, в скобках представлены значения, полученные с помощью ПО NOvA.

δ_{CP}	нормальная иерархия			обратная иерархия		
	сигнал	0 г/см ³	эффект	сигнал	0 г/см ³	эффект
	2.75 г/см ³		вещества, %	2.75 г/см ³		вещества, %
0	24.2 (23.8)	20.2 (20.0)	20.0 (19.0)	14.2 (14.1)	17.9 (17.6)	21.0 (20.0)
$\pi/2$	18.0 (17.8)	14.4 (14.5)	25.0 (23.0)	11.0 (11.2)	14.2 (14.3)	23.0 (22.0)
π	22.0 (21.5)	18.1 (17.8)	22.0 (21.0)	16.1 (16.1)	20.0 (19.8)	20.0 (19.0)
$3\pi/2$	28.3 (27.5)	23.9 (23.3)	18.0 (18.5)	19.3 (18.9)	23.6 (23.0)	18.0 (18.0)

денные, находятся в хорошем согласии друг с другом, подтверждая успешность GLOBES и как средства простого анализа данных.

С помощью GLOBES была выполнена также и задача оценки эффекта вещества для NOvA и DUNE. На Рисунке 5.1 с чувствительностью к иерархии масс NOvA приведена кривая с выключенным эффектом вещества. Как следует из этого Рисунка, эта величина: а) полностью однородна б) не видит разницы между иерархиями масс. Таким образом, современные ускорительные эксперименты могут измерить иерархию масс нейтрино только с помощью эффектов вещества. Для оценки чисел событий NOvA уже использовались эффективности отбора событий, соответствующие второму анализу эксперимента в 2016 году ([122]). Влияние вещества Земли на числа событий представлено в Таблице 9. Числа, полученные с помощью GLOBES и ПО NOvA, находятся в хорошем согласии друг с другом. Величина этого эффекта достигает величины порядка 20%. Все числа нормированы на 6×10^{20} POT. Эффект вещества для антинейтрино также 20%.

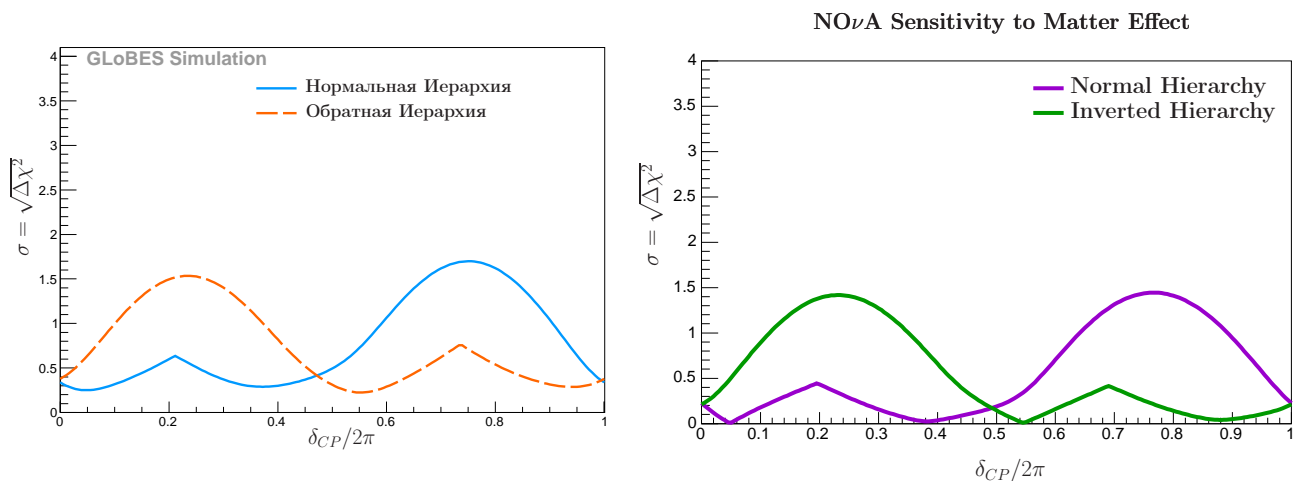


Рисунок 5.5 — Чувствительность NOνA к эффекту вещества. Для Рисунка слева использовался GLOBES, справа – ПО NOνA.

Величина эффекта вещества, которая приводит к чувствительности NOνA к иерархии масс нейтрино, достаточно мала. Соответствующая чувствительность NOνA к эффектам вещества представлена на Рисунке 5.5. В максимуме она достигает 1.5σ . Этого достаточно, чтобы получить измерение иерархии с чувствительностью 3σ . Стоит отдельно подчеркнуть, что сомнений в существовании эффекта вещества ни у кого возникать не должно. Существование этого явления было убедительно доказано в конце XX века в экспериментах с солнечными нейтрино на примере вещества Солнца¹. Подобные рисунки с чувствительностью эксперимента к эффекту вещества используются только для иллюстративных целей.

Для DUNE сравнение проводилось с CDR эксперимента [119], где моделирование также проводилось с помощью GLOBES. Ожидаемое число событий в предположении $50 \text{ кт} \cdot \text{МВт} \cdot \text{год}$ экспозиции для нейтринного пучка для нормальной (обратной) иерархии будет 861 (495) для моды появления ν_e и 10842 для моды исчезновения ν_μ . Такое большое число событий позволит разрешить целый ряд задач в нейтринной физике.

Чувствительность DUNE к иерархии масс нейтрино представлена на Рисунке 5.6. Для всех значений δ_{CP} проблема иерархии масс будет разрешена с точностью не ниже 5σ . После $300 \text{ кт} \cdot \text{МВт} \cdot \text{год}$ работы DUNE измерит иерархию масс нейтрино с чувствительностью выше, чем 5σ для всех значений δ_{CP} , 15σ в максимуме для $\delta_{CP} = 3\pi/2$

В эксперименте DUNE нейтрино, созданные в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми, пройдут расстояние 1300 км сквозь земную толщу. Впечатляющее число событий в результате $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций, ожидаемое в дальнейшем детекторе DUNE, будет возможно в большей степени благодаря мощности ускорителя и величине детектора, а также частично благодаря эффекту вещества.

Чувствительность DUNE к эффекту вещества была получена с помощью пакета GLOBES. Полная чувствительность представлена на Рисунке 5.7 и достигает величину поряд-

¹Это справедливо при условии, что модель Солнца верна. Стоит отметить, что пока что все современные данные свидетельствуют о ее корректности.

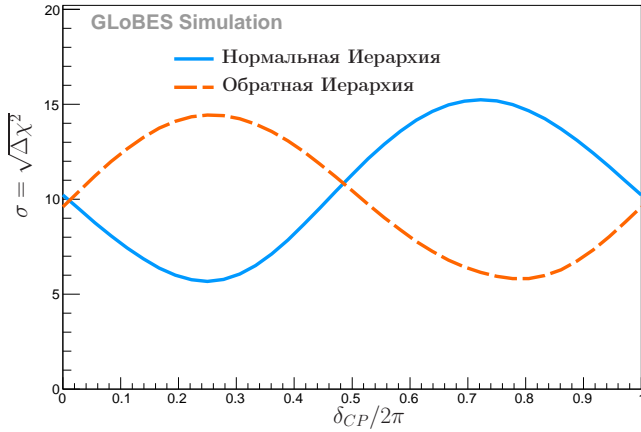


Рисунок 5.6 — Чувствительность к иерархии масс для DUNE, полученная с помощью GLoBES.

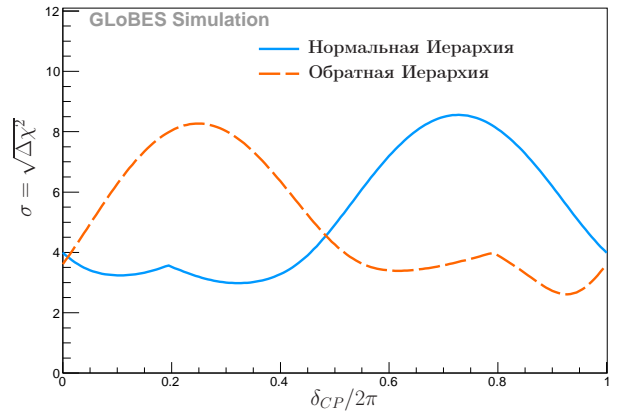


Рисунок 5.7 — Чувствительность к эффекту вещества для DUNE. Получен с помощью GLoBES.

Таблица 10 — Числа событий для полной экспозиции DUNE, случай пучка нейтрино. Получены с помощью GLoBES.

δ_{CP}	нормальная иерархия			обратная иерархия		
	сигнал		эффект вещества, %	сигнал		эффект вещества, %
	2.75 г/см ³	0 г/см ³		2.75 г/см ³	0 г/см ³	
0	948	732	30	444	666	33
$\pi/2$	734	528	39	348	523	33
π	913	665	37	523	722	28
$3\pi/2$	1127	870	30	619	865	28

ка 8σ в максимуме. Этого достаточно для того, чтобы измерить иерархию масс на уровне значимости 15σ (Рисунок 5.6).

Число событий для DUNE в предположении наличия эффектов вещества и в их отсутствие приведены в Таблице 10 для нормальной и обратной иерархий. Эффект вещества порядка 30%.

Высокая статистика событий в DUNE и длинная база позволят помимо параметров осцилляций также провести независимое измерение средней плотности земной коры [123] $2.5 \text{ г/см}^3 \lesssim \rho \lesssim 3.5 \text{ г/см}^3$ на уровне 1σ .

GLoBES является хорошо зарекомендовавшей себя программой для решения задачи простого и быстрого моделирования экспериментов, тестирования гипотез. По данным INSPIRE-HEP в год в среднем выходит несколько десятков статей, которые ссылаются на это ПО. В Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ разрабатывается ПО GNA (от англ. Global Neutrino Analysis) [124] с более широким функционалом и поддержкой. Соискатель принимает участие во внедрении ускорительных осцилляционных экспериментов в GNA.

5.2 Оценка чувствительности NOvA к измерению осцилляционных параметров с помощью ПО эксперимента

С помощью Монте-Карло моделирования и ПО эксперимента NOvA в рамках подготовки к ежегодным анализам данных с 2018 по 2020 год были выполнены оценки чувствительности эксперимента к измеряемым параметрам осцилляций. Изучались разные сценарии набора данных NOvA, с разными предположениями, прогнозируемыми изменениями в анализе данных и с разным соотношением режимов работы нейтринного и антинейтринного пучков. Было получено, что равные пропорции (50:50) нейтринных и антинейтринных сеансов наиболее благоприятны с точки зрения конечного результата.

Поскольку для широкой аудитории не представляют интерес чувствительности с промежуточными экспозициями, ниже речь пойдет о потенциале NOvA с полным набором данных до 2025 года на примере Монте-Карло и анализа 2020 года. Ожидаемая полная статистика по оценкам на данный момент составляет 63×10^{20} POT суммарно с нейтринным и антинейтринным пучком.

Для построения чувствительности к иерархии масс и фазе δ_{CP} использовалась та же конструкция, как в предыдущем разделе. Для истинной гипотезы фаза δ_{CP} пробегала все значения в интервале $[0, 2\pi]$, тестовая гипотеза – сохранение CP инвариантности с $\delta_{CP} = 0, \pi$.

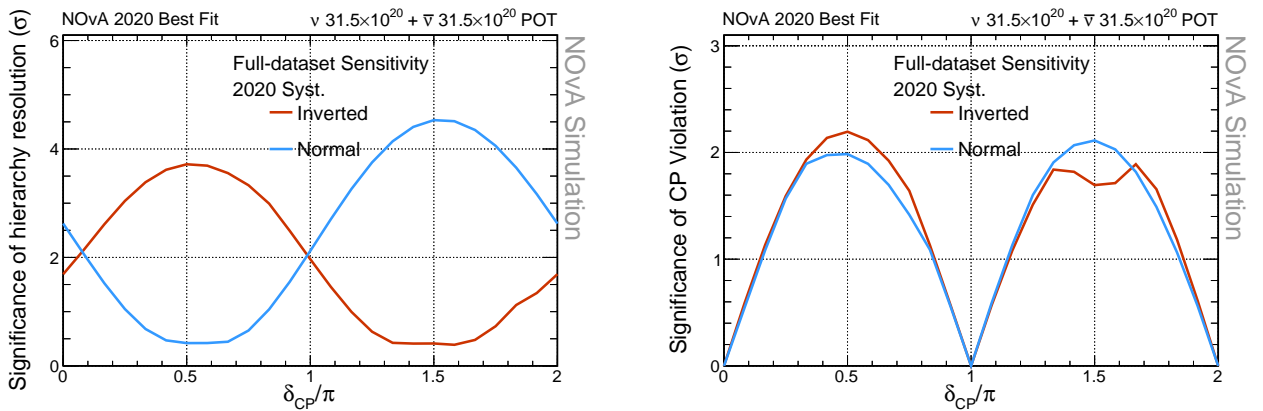


Рисунок 5.8 — Чувствительность NOvA к измерению иерархии масс нейтрино (слева) и фазы нарушения CP инвариантности (справа) с «данными» Азимова и полной статистикой эксперимента. Синяя (оранжевая) линии подразумевают нормальную (обратную) иерархию, реализованную в природе.

Традиционно, при изучении чувствительностей экспериментов создаются искусственные «данные» Азимова ² [125]. Чувствительности NOvA с «данными» Азимова со статистикой на 2025 год представлены на Рисунке 5.8. Параметрами по умолчанию выбрано лучшее значение подгонки 2020 года, использовались средства анализа 2020 года. Потенциально

²При подгонке таких дробных "данных" со всеми отпущенными параметрами минимум находится в изначальном наборе значений.

к концу набора данных NOvA сможет измерить иерархию масс на уровне $\sim 0.5-4.5\sigma$ в зависимости от осцилляционных параметров, реализованных в природе. На данный момент глобальные анализы данных нейтринных экспериментов склонны к нормальной иерархии масс и $\delta_{CP} \approx \sim 3\pi/2$ [126]. Для этих значений чувствительность NOvA к иерархии масс может составить максимальное значение около 5σ , а чувствительность к δ_{CP} примерно 2σ . Это существенно выше, чем проектные значения 3σ и 1.5σ в максимуме, соответственно. Продление эксперимента до 2025 года, до тех пор, пока ускоритель не будет остановлен для финальных работ для эксперимента DUNE, стало самым важным фактором в этом увеличении. Помимо этого, NOvA улучшает собственные средства обработки данных. В ближайшее время ожидаются изменения разных стадий в Монте-Карло моделировании событий [127]. Это уточнения моделей сечения взаимодействия нейтрино с веществом детектора [128; 129], отклика сцинтиллятора на прохождение частиц [130; 131], калибровок детектора. В лаборатории им. Ферми была размещена уменьшенная копия детектора [132] на тестовом пучке. Она позволит улучшить представление о работе всех компонентов детектора, а также его отклик на чистые пучки пробных частиц. Это важно для понимания топологии взаимодействий этих частиц в детекторе и будет использовано для тренировки нейронных сетей для их распознавания. Улучшается также реконструкция событий и активнее используются для этого нейронные сети [133; 134]. Техника анализа данных и статистические методы также модифицируются.

Помимо чувствительностей с данными Азимова было изучено и влияние статистических флуктуаций на чувствительность NOvA к измерению иерархии масс нейтрино и δ_{CP} . Настоящие экспериментальные данные — это целочисленные значения. В случае нейтринных экспериментов с маленькой статистикой флуктуации могут быть значительны. Даже с финальной статистикой эксперимента к 2025 году флуктуации вносят существенный эффект. Чувствительности NOvA с учетом флуктуаций для нормальной и обратной иерархий масс нейтрино представлены на Рисунке 5.9. В каждом бине по оси X разыгрывалось 5000 псевдо-экспериментов вокруг лучшего значения подгонки 2020 года. Для ускорения процесса систематика не учитывалась при аппроксимации «данных». Как видно из ширины полос, статистические флуктуации очень значительны. Чувствительности медианная и с данными Азимова имеют близкое значение только при значениях δ_{CP} , которые обеспечивают высокую статистику, становясь взаимозаменяемыми только для гауссова предела.

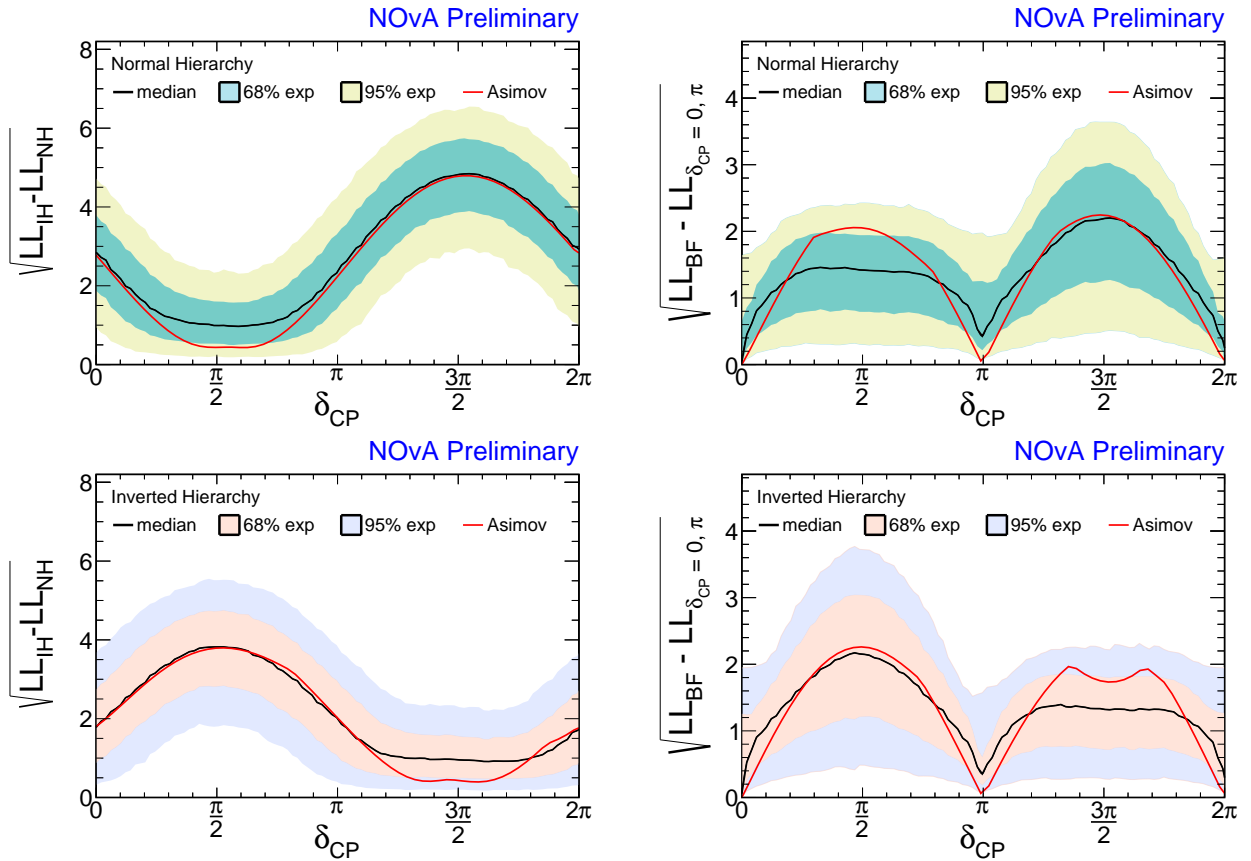


Рисунок 5.9 — Чувствительность NOvA к измерению иерархии масс нейтрино (слева) и фазы нарушения CP инвариантности (справа) с учетом статистических флуктуаций в бинах гистограмм, случай нормальной иерархии (сверху) и обратной (снизу). Полосы означают границы, в которых находятся 68% (синяя) и 95% (желтая) разыгранных псевдо-экспериментов, черная линия — медианное значение чувствительности, красная — чувствительность с «данными» Азимова.

Глава 6. Полученные результаты NOvA в контексте глобальных измерений осцилляционных параметров

В данной главе диссертационной работы обсуждаются полученные результаты, проводится сравнение с выводами других экспериментов, которые делали такие же измерения.

На момент анализа данных 2018 года, первого с аппроксимациями в рамках данной работы, в NOvA уже состоялось три анализа с меньшей статистикой [A2; 120—122; 135]. Вся история осцилляционных результатов NOvA на 2020 год резюмирована в Таблице 11. Сравнение отдельных параметров с результатами других экспериментов по годам, о которых пойдет речь, представлены на Рисунках 6.1 – 6.5. К сожалению, набранная статистика данных недостаточна для выводов, подкреплённых хорошей статистической значимостью. Однако, это проблема многих современных нейтринных экспериментов.

В 2018 году, к которому и подготавливался первый результат из данной работы, состоялась конференция Нейтрино-2018. Экспериментами были подготовлены новые результаты для оглашения. Пожалуй, лучше всего статус измерения осцилляционных параметров до 2018 года представлен в статье [136], подготовленной одной из групп глобальной подгонки нейтринных данных. В рамках трехфлейворной модели нейтрино все измерения параметров нейтринных осцилляций могут быть проанализированы совместно, что улучшает точность их определения по сравнению с индивидуальными измерениями. Глобальные подгонки данных всех нейтринных экспериментов осуществляются разными группами. Стоит отметить, что это не полноценные анализы, для которых эксперименты предоставляют свои данные, источники систематических ошибок и предсказания для подгонки. Современные глобальные анализы сводятся к объединению карт χ^2 , если они находятся в открытом доступе (как это, например, происходит с результатами Super-Kamiokande), или собственному упрощённому моделированию экспериментов, с последующей подгонкой точек экспериментальных данных. К сожалению, не вся информация об анализах данных экспериментов доступна для использования, либо какие-то элементы моделирования или анализа сложно воспроизводимы. Помимо этого, возникает вопрос о корректном учете систематических неопределённостей и их корреляций между экспериментами. Например, при объединении данных реакторных экспериментов основными коррелированными систематическими неопределённостями будут характеристики источников — средняя энергия, выделяемая в реакторе на одно деление активного изотопа, форма спектра антинейтрино от одного изотопа, определение мощности реакторов, и так далее. В случае объединения данных ускорительных экспериментов нужно учитывать корреляцию в параметрах сечений взаимодействий, нейтринных генераторов, моделей потоков. Тем не менее, глобальные анализы в нынешнем виде — это единственный возможный сейчас способ оценки значений параметров, если их измерение проводилось несколькими экспериментами. Поэтому сравнение полученных результатов будет проводиться и с глобальными подгонками.

Таблица 11 — Сравнение результатов, полученных NOvA в 2015 – 2020 годах. Подгонки 2018 – 2020 годов выполнялись дисертантом.

анализ ^a , год	экспозиция $\nu(\bar{\nu})$ $\times 10^{20}$ POT	число в ДД $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$	$\nu_e(\bar{\nu}_e)$	$\sin^2\theta_{23}$	Δm_{32}^2 $\times 10^{-3}$ эВ ²	δ_{CP}	иерархия масс	октант θ_{23}
2015 [120; 121]	2.74 (-)	33 (-)	6 (-)	[0.38, 0.65] ^b	+2.52 ^{+0.20} _{-0.18}	0.05 π , 1.15 π ^c	НИ, 0.5 σ	вырожден
2016 [122; 135]	6.05 (-)	78 (-)	33 (-)	0.404 ^{+0.030} _{-0.022} 0.624 ^{+0.022} _{-0.030}	+2.67 \pm 0.11	1.48 ^{+0.55} π 0.74 ^{+0.40} π 0.79 π	НИ, 0.46 σ	вырожден
2017 [A2]	8.85 (-)	126 (-)	66 (-)	0.56 ^{+0.04} _{-0.04} ^d	+2.44 ^{+0.08} _{-0.07}	1.21 ^{+0.91} π 0.30 π	НИ, 1.6 σ	ВО, 0.36 σ
2018	8.85 (6.9)	113 (65)	58 (18)	0.58 \pm 0.03	+2.51 ^{+0.12} _{-0.08}	0.17 ^{+0.97} π 0.35 π	НИ, 1.8 σ	ВО, 1.8 σ
2019	8.85 (12.33)	113 (102)	58 (27)	0.56 ^{+0.04} _{-0.03}	+2.48 ^{+0.11} _{-0.06}	0.0 ^{+1.3} π 0.4 π	НИ, 1.9 σ	ВО, 1.6 σ
2020	13.6 (12.5)	211 (105)	82 (33)	0.57 ^{+0.03} _{-0.04}	+2.41 \pm 0.07	0.82 ^{+0.24} π 1.00 π	НИ, 1 σ	ВО, 1.2 σ

^aГод проведения самого анализа и оглашения результатов, статьи зачастую выходили на год позже.

^b1 σ диапазон, вырожденные минимумы в точках 0.43, 0.60.

^cЛучшие значения подгонки, 1 σ диапазон включает в себя все значения δ_{CP} .

^dМинимум в нижнем октанте θ_{23} отстоит на 0.36 σ и находится в точке 0.47 \pm 0.04.

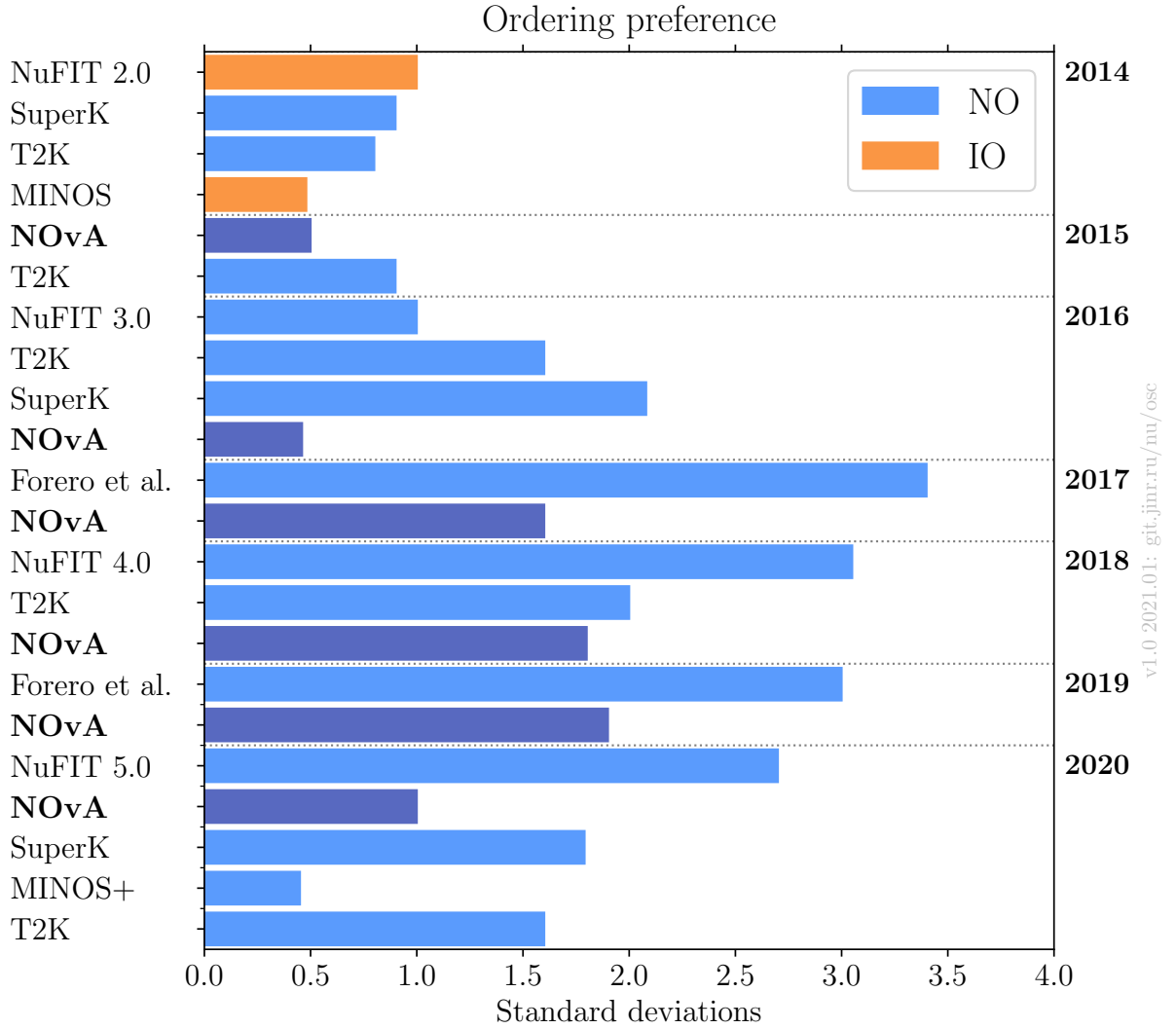


Рисунок 6.1 — Сравнение измерений иерархии масс нейтрино, представленных в 2014 – 2020 годах. Голубые полосы — предпочтение нормальной иерархии, оранжевые — обратной. Результат эксперимента NOνA выделен темно-синим цветом [A1; A2; 48; 61; 121; 122; 126; 136–150].

Возвращаясь к статусу измерения осцилляционных параметров, до Нейтрино-2018, еще в 2017 году, состоялся первый совместный анализ данных эксперимента T2K с нейтринным и антинейтринным пучками [161], дополненный впоследствии выборкой ν_e событий с пионами [114]. Это дало возможность исключить $\delta_{CP} = 0$ на уровне 90% и $\delta_{CP} = \pi$ на уровне 2σ , лучшее значение подгонки располагалось близко к значению, отвечающему за максимальное CP нарушение, $\delta_{CP} = 1.5\pi$. Посредством детектирования атмосферных нейтрино эксперимент Super-Kamiokande получает чувствительность к иерархии масс нейтрино, в 2017 году обратная иерархия отвергалась на уровне 1.9σ [140] (при совместном анализе с T2K это значение увеличивалось до 2.3σ). Лучшее значение подгонки для значения δ_{CP} лежало в точке

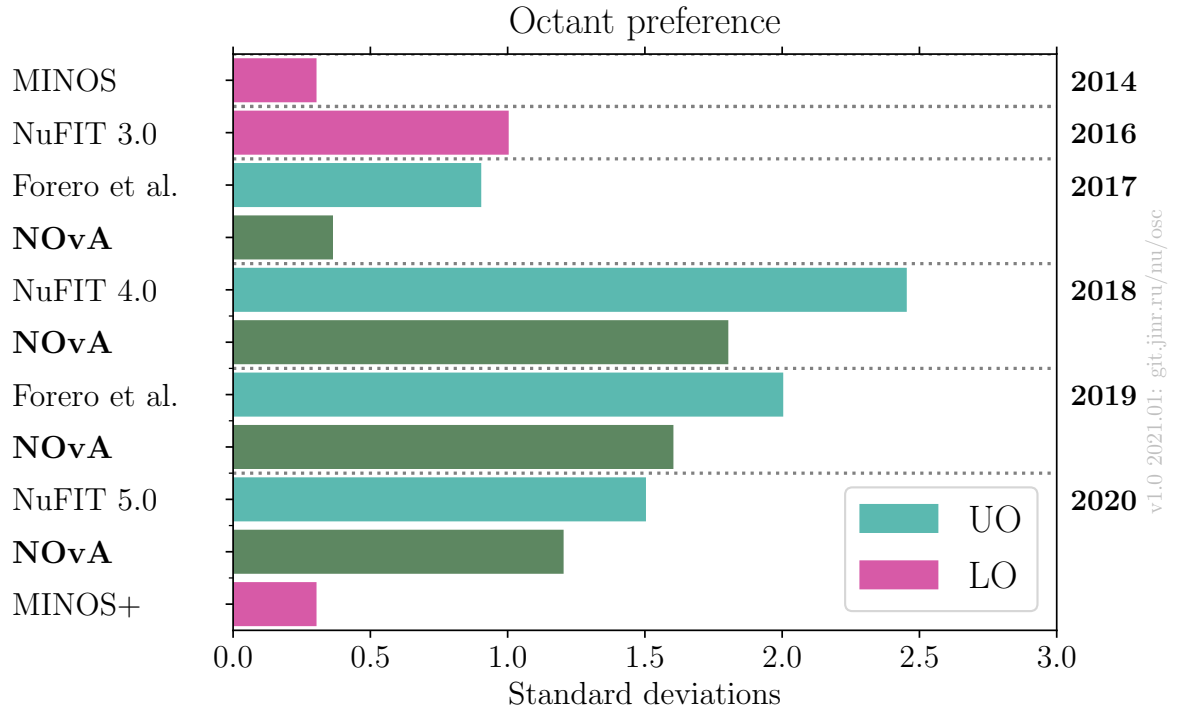


Рисунок 6.2 — Сравнение измерений октанта угла смешивания θ_{23} , представленных в 2014 – 2020 годах. Красные полосы — предпочтение нижнего октанта ($<\pi/4$), зеленые — верхнего ($>\pi/4$). Результат NOvA выделен темно-зеленым цветом [A1; A2; 48; 126; 136; 142; 143; 145–148].

1.33 π . Тот факт, что нейтринный пучок NOvA также предпочитал в 2017 году нормальную иерархию на уровне 1.6σ и $\delta_{CP} = 1.21\pi$ также дало вклад при проведении глобальной подгонки данных¹. Лучшее значение глобальной подгонки данных экспериментов располагалось в точке $\delta_{CP} = 1.21\pi$, гипотеза $\delta_{CP} = 0.5\pi$ отвергалась на уровне $>4\sigma$. Впервые нормальная иерархия предпочиталась на уровне $>3\sigma$. Слабое предпочтение ($<1\sigma$) верхнего октанта θ_{23} . Такова была ситуация по измерению иерархии масс и δ_{CP} до Нейтрино-2018 и первого анализа данных, представленного в Главе 4.

В 2018 году были получены первые результаты NOvA с антинейтринным пучком. Лучшее значение подгонки лежало в точке $\delta_{CP} = 0.17_{-0.35}^{+0.97}\pi$, основной вклад в это значение вносили данные с антинейтринным пучком. В случае подгонки только данных с нейтринным пучком лучшее значение подгонки оставалось в точке $\delta_{CP} = 1.21\pi$. Исходя из Рисунков 5.8 с чувствительностью к иерархии масс нейтрино, значения $\delta_{CP} = 0, \pi$, отвечающие за сохранение CP четности, являются не благоприятными для измерения иерархии масс нейтрино. В 2018 году предпочтение нормальной иерархии масс составило 1.8σ . Значение $\sin^2 \theta_{23} = 0.58$ обеспечило предпочтение верхнего октанта угла θ_{23} на уровне 1.8σ .

¹Эксперимент MINOS/MINOS+ не обновлял свои результаты по трехфлейворным осцилляциям с 2014 года [48] вплоть до 2020 года [147]. В 2014 году он слабо предпочитал обратную иерархию, все значения δ_{CP} были разрешены на уровне 1σ .

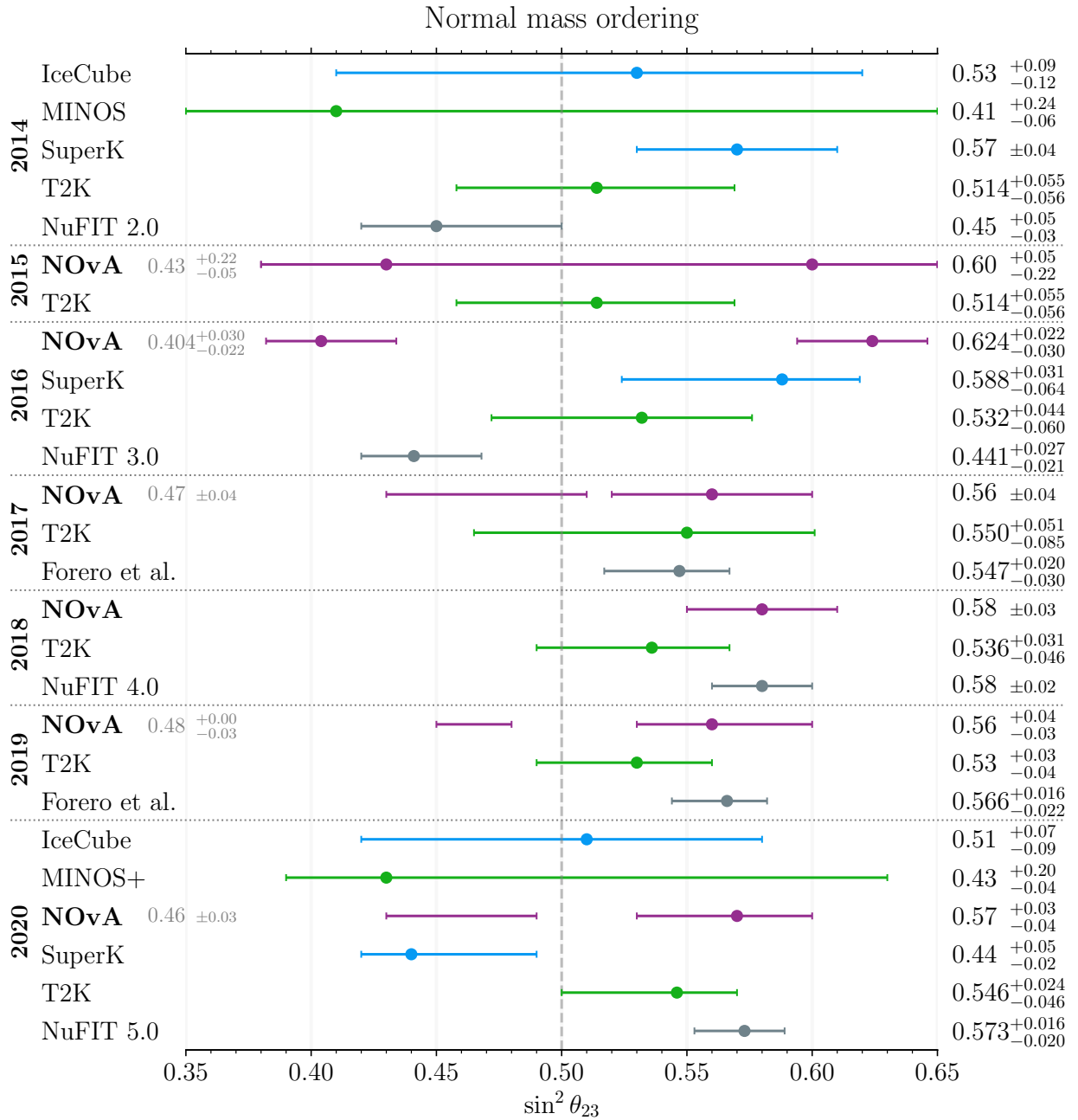


Рисунок 6.3 — Сравнение измерений значения угла смешивания θ_{23} в предположении нормальной иерархии масс с 1σ ошибками, представленных в 2014 – 2020 годах. Синим цветом обозначены атмосферные эксперименты, зеленым — ускорительные, серым — результаты глобальных подгонок данных. Результат NOvA выделен фиолетовым цветом [A1; A2; 48; 61; 114; 120; 126; 135; 136; 138–154].

Результаты других экспериментов, имеющих чувствительность к иерархии масс и δ_{CP} были следующие. Super-Kamiokande не обновлял свой результат с 2017 года [140]. В случае T2K результат был обновлен [162] с увеличенной почти в два раза статистикой нейтринного пучка. Лучшее значение подгонки лежало в точке $\delta_{CP} = 1.4\pi$. Точки с сохранением CP-чётности исключались на уровне 2σ . T2K из-за небольшой базы не имеет существенной чувствительности к иерархии масс нейтрино, поэтому этот результат упоминается вскользь.

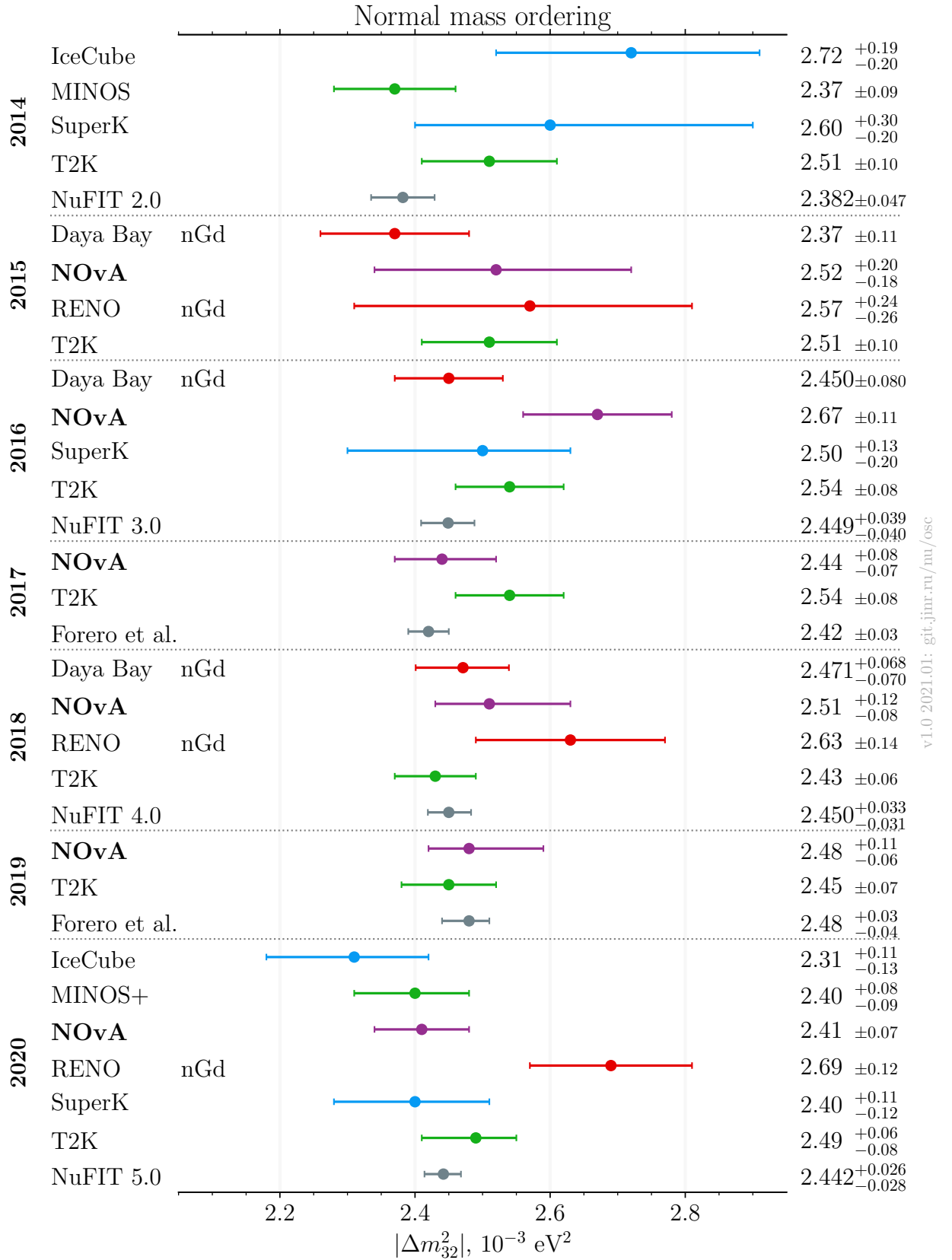


Рисунок 6.4 — Сравнение измерений значения расщепления масс Δm_{32}^2 в предположении нормальной иерархии масс с 1σ ошибками, представленных в 2014 – 2020 годах. Синим цветом обозначены атмосферные эксперименты, зеленым — ускорительные, красным — реакторные, серым — результаты глобальных подгонок данных. Результат NOvA выделен фиолетовым цветом [A1; A2; 48; 61; 114; 120; 126; 135; 136; 138–160].

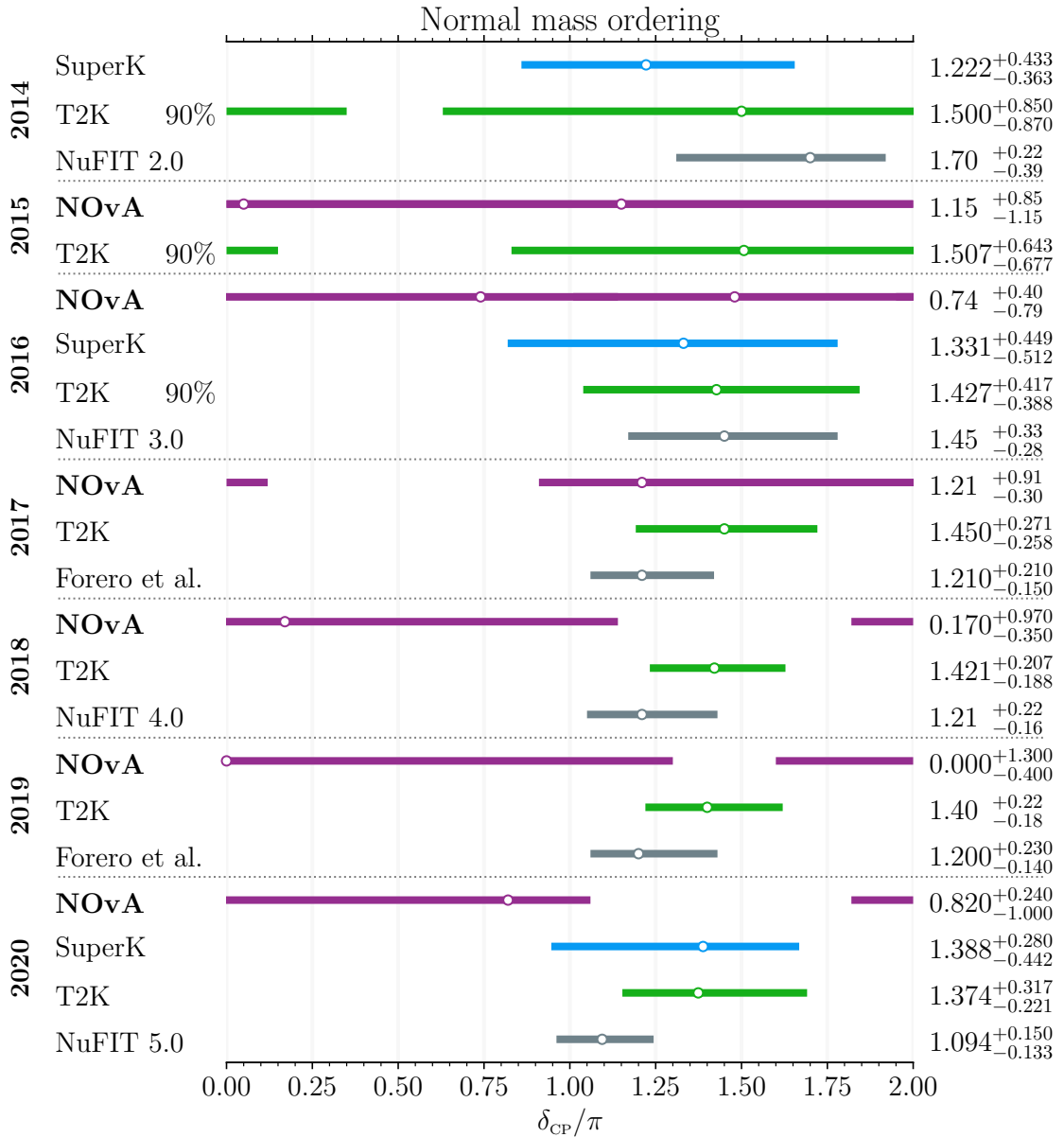


Рисунок 6.5 — Сравнение измерений значения фазы нарушения CP четности в лептонном секторе δ_{CP} в предположении нормальной иерархии с 1σ ошибками, представленных в 2014 – 2020 годах. В 2014–2016 T2K представлял значение δ_{CP} с 90% доверительным интервалом, вместо 1σ для этих годов на Рисунке использовалось это значение. Синим цветом обозначены атмосферные эксперименты, зеленым — ускорительные, серым — результаты глобальных подгонок данных. Результат NOvA выделен фиолетовым цветом [A1; A2; 61; 114; 121; 122; 126; 136–146; 148–150; 153].

Лучшее значение для θ_{23} располагалось близко к максимальному смешиванию, таким образом чувствительность к октанту θ_{23} не превышала 1σ .

Глобальная подгонка данных [145], озвученных в 2018 году, показала уменьшение в чувствительности к иерархии масс нейтрино до $2\sigma^2$ в первую очередь из-за разногласий NOvA

²При добавлении данных Super-Kamiokande это значение увеличивается до 3σ .

и T2K в предпочитаемом значении δ_{CP} . Результат для δ_{CP} глобальной подгонки равнялся 1.21π .

Из-за неоднозначности результата с нейтринным и антинейтринным пучком эксперимент NOvA продолжил набор с режимом последнего, заморозив анализ данных, чтобы проверить результат на большей статистике. Однако, даже с дополнительными $\sim 80\%$ экспозиции с антинейтринным пучком в 2019 году по сравнению с 2018 годом тенденция сохранилась. Лучшее значение подгонки сместилось ровно в точку сохранения CP-четности со значением $\delta_{CP} = 0.0_{-0.4}^{+1.3}\pi$, предпочтение нормальной иерархии масс составило 1.9σ .

Результат T2K также был обновлен с увеличенной статистикой антинейтринного пучка. В 2019 году этой коллаборацией был получен нашумевший результат [153], в котором при лучшем значении подгонки $\delta_{CP} = 1.4\pi$ точки с сохранением CP-четности отвергались на уровне значимости, близком к 3σ (точное значение — 95%), таким образом, разногласие с NOvA увеличилось. Глобальная подгонка данных [146] отдавала предпочтение $\delta_{CP} = 1.2\pi$ и нормальной иерархии со значимостью $3\sigma^3$.

В 2020 году состоялась конференция Нейтрино-2020, на которой все эксперименты огласили актуальный статус результатов. NOvA с увеличенной статистикой нейтринного пучка получил лучшее значение подгонки в точке $\delta_{CP} = 0.82_{-1.0}^{+0.24}\pi$, предпочтение нормальной иерархии уменьшилось до 1.0σ . Причины сокращения статистической значимости результата уже обсуждались в Главе 4 и заключаются в вырождении параметров «иерархия– δ_{CP} – θ_{23} ».

Результат T2K также уменьшил свою статистическую значимость по сравнению с 2019 годом. Лучшее значение подгонки остается близко к значению, отвечающему за максимальное CP нарушение ($\delta_{CP} = 1.37\pi$), отклонение точек с CP сохранением на нынешний момент составляет $< 2\sigma$ [150]. Лучшее значение подгонки Super-Kamiokande $\delta_{CP} = 1.39\pi$, обратная иерархия отвергается на уровне примерно $1.8\sigma^4$ [149].

Из-за больших различий между NOvA и T2K (Рисунок 6.6) результат глобальной подгонки данных [126] вновь изменился. Глобальный анализ данных NuFIT 5.0 отдает предпочтение δ_{CP} около π в приближении нормального порядка масс. Общее предпочтение нормальной иерархии в современных осцилляционных данных, представленных на конференции Нейтрино в 2020 году, сократилось и составляет 1.6σ (2.7σ с учетом данных Super-Kamiokande). Совместная подгонка T2K+NOvA, выполненная группой NuFIT предпочитает обратную иерархию масс и $\delta_{CP} = 3\pi/2$. Этот эффект проиллюстрирован на Рисунке 6.7 и является следствием плохого согласия результатов T2K и NOvA в определении параметра δ_{CP} и вырождения « δ_{CP} – иерархия». Другим способом сравнения результатов NOvA-T2K является представление эффективных вероятностей осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, измеренных экспериментами (Рисунок 6.8). Стоит отметить, что это усредненная величина по спектру и его составным компонентам. Однако, она хорошо иллюстрирует расхождение и сопоставляет результаты.

³Только из осцилляционных экспериментов. При включении данных от экспериментов по поиску безнейтринного двойного β -распада и космологических измерений это число увеличивается до 3.3σ .

⁴Официальное утверждение 71.4–90.3% методом CLs.

Сами эксперименты NOvA и T2K готовятся сделать полноценный совместный анализ данных [163], что тоже может привести к интересным результатам.

Подводя итог, как видно из Рисунков 6.1 – 6.5, ряд параметров, измеряемых экспериментами, подвержен изменениям от анализа к анализу. Это касается в первую очередь чувствительности к иерархии масс и фазе δ_{CP} . Эксперименты также не совсем согласуются в измерении θ_{23} . С измерением $|\Delta m_{32}^2|$ дела обстоят намного лучше. Лидерами в точности измерения θ_{23} , δ_{CP} и иерархии масс остаются ускорительные эксперименты и Super-Kamiokande. В измерении Δm_{32}^2 только в последние годы ускорительные эксперименты достигли уровня точности реакторных. Скорее всего, вплоть до запуска осцилляционных экспериментов следующего поколения, о которых речь пойдет далее в этой Главе, эта тенденция сохранится.

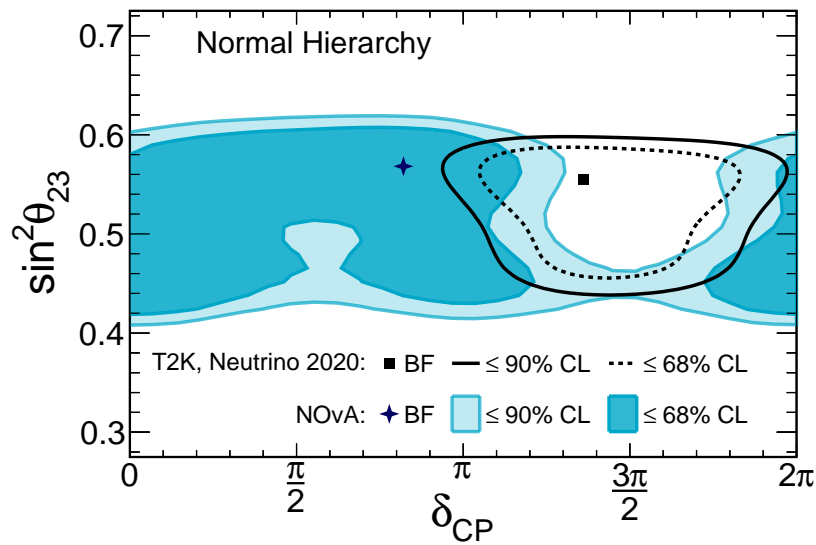


Рисунок 6.6 — Сравнение доверительных контуров, измеренных NOvA и T2K.

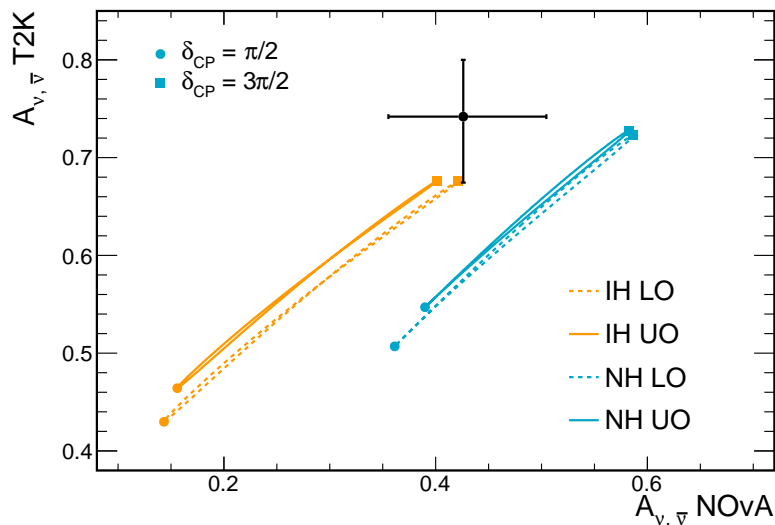


Рисунок 6.7 — Асимметрия числа ν_e и $\bar{\nu}_e$, измеренная T2K и NOvA.

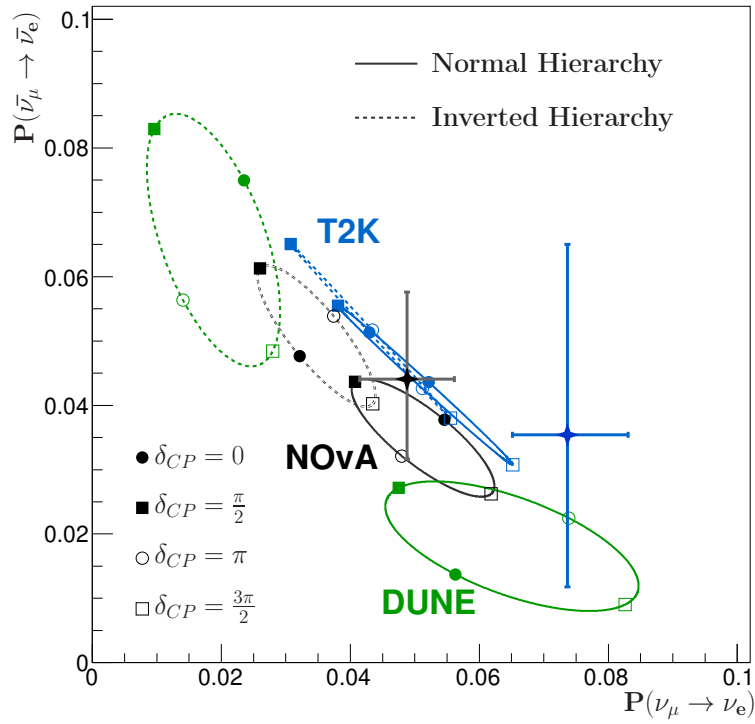


Рисунок 6.8 — Эффективные вероятности осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, измеренные экспериментами (усредненная величина по спектру и его составным компонентам) NOvA (серый) и T2K (синий). Точки на эллипсах предсказываемых значений вероятностей осцилляций посчитаны для пиковой энергии экспериментов.

6.1 Статус измерения других осцилляционных параметров

В этом разделе для полноты картины представлен статус измерения остальных осцилляционных параметров (θ_{13} , θ_{12} и Δm_{21}^2) на 2020 год, к которым NOvA не имеет чувствительности.

Измерение угла смешивания θ_{13} имеет длинную историю, начинающуюся с конца 90-х годов прошлого века. Первыми реакторными экспериментами, которые получили ограничения на параметры осцилляций из своих измерений, были CHOOZ [164] и Palo Verde [165]. Следующее поколение реакторных экспериментов (Daya Bay, Double CHOOZ, RENO) на протяжении почти десятилетия задавало планку на точность измерения этого угла смешивания.

Daya Bay имеет три детекторных комплекса с восемью резервуарами с массой мишени 20 т каждый, расположенных на средних расстояниях 0.51 км, 0.56 км и 1.58 км от трех АЭС в Китае — Daya Bay, Ling Ao и Ling Ao II с суммарной тепловой мощностью 17.4 ГВт. Эксперимент Double CHOOZ, преемник эксперимента CHOOZ, имеет два детектора, которые располагаются около АЭС Chooz во Франции с суммарной тепловой мощностью реакторов 16.8 ГВт. База осцилляций 0.4 км и 1.05 км, масса детекторов 8 т. Ближний и дальний детекторы южно-корейского эксперимента RENO располагаются на расстоянии 0.294 км и 1.383 км от АЭС Yonggwang с суммарной тепловой мощностью всех реакторов 16.8 ГВт, масса мишени 16 т.

Помимо реакторных экспериментов измерения θ_{13} проводили еще и ускорительные — MINOS, T2K и OPERA. Ускорительные эксперименты имеют сложную зависимость вероятности осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ от иерархии масс, фазы CP нарушения и остальных параметров. Разделить эти эффекты не представляется возможным, поэтому они менее чувствительны к θ_{13} , чем реакторные, у которых эффект этого угла не вырожден. По этой причине NOvA не представляет публично свои результаты измерения θ_{13} и использует внешние ограничения из PDG.

Исторически первым экспериментом, который получил указание на ненулевое значение угла θ_{13} , был реакторный эксперимент KamLAND [166] в 2010 году⁵. Гипотеза нулевого θ_{13} отвергалась на уровне достоверности 79%. Два ускорительных эксперимента MINOS и T2K подтвердили [167; 168] этот результат в 2011 году, реакторный эксперимент Double CHOOZ годом позднее опубликовал [169] свой результат измерения θ_{13} . Но стоит отметить, что статистическая значимость этих индивидуальных измерений не превышала 3σ .

Первым экспериментом, совершившим открытие не нулевого угла θ_{13} , то есть измерившим его отличным от нуля на уровне 5σ , был реакторный эксперимент Daya Bay [13] в 2012 году. Вскоре после этого эксперимент RENO обнародовал свои измерения [170] также с высоким уровнем значимости, который составил 4.9σ .

В последующие годы реакторные эксперименты Daya Bay, Double CHOOZ, RENO регулярно обновляли результаты измерений. Актуальные мировые измерения угла θ_{13} представлены на Рисунке 6.9. Недавняя публикация OPERA [171] согласуется с данными результатами. Реакторные эксперименты (кроме Double CHOOZ) разделяют свои измерения на сигнал от обратного β -распада, зарегистрированный на гадолинии (nGd) и водороде (nH). Оба сигнала имеют разную структуру, систематики и преимущества, таким образом представляя собой два независимых измерения. Сигнал на гадолинии более чистый из-за большей энергии испущенных после захвата нейтрона гамма-квантов (~ 8 МэВ против 2.2 МэВ), а события на водороде имеют большую статистику. Оба анализа подходят для измерения θ_{13} . Точность измерения этого угла достигает 3% для Daya Bay при измерении на гадолинии.

Эксперимент Daya Bay закончил набор данных в конце 2020 года, Double CHOOZ формально завершил набор в 2018, а период набора данных RENO, видимо, также подходит к концу. В последующие два года ожидаются завершающие анализы от всех трех экспериментов. Будущие эксперименты, такие как DUNE, также будут иметь чувствительность к $\sin^2\theta_{13}$. DUNE потребуется 15 лет набора данных, чтобы достигнуть точности 0.004 для $\sin^2 2\theta_{13}$. Это независимое от реакторных экспериментов измерение будет интересно с точки зрения проверки унитарности матрицы смешивания.

Параметры θ_{12} и Δm_{21}^2 , также называемые солнечными по историческим причинам, являются одними из самых прецизионно определенных. Точность измерения θ_{12} по PDG составляет 4.2%, а для Δm_{21}^2 — 2.4%. Существенный вклад в точность определения этих параметров внесли с начала 2000-х годов эксперименты SNO [174], KamLAND [9] и Super-Kamiokande [175].

⁵Препринт был опубликован в arXiv в сентябре 2010, статья была опубликована в марте 2011.

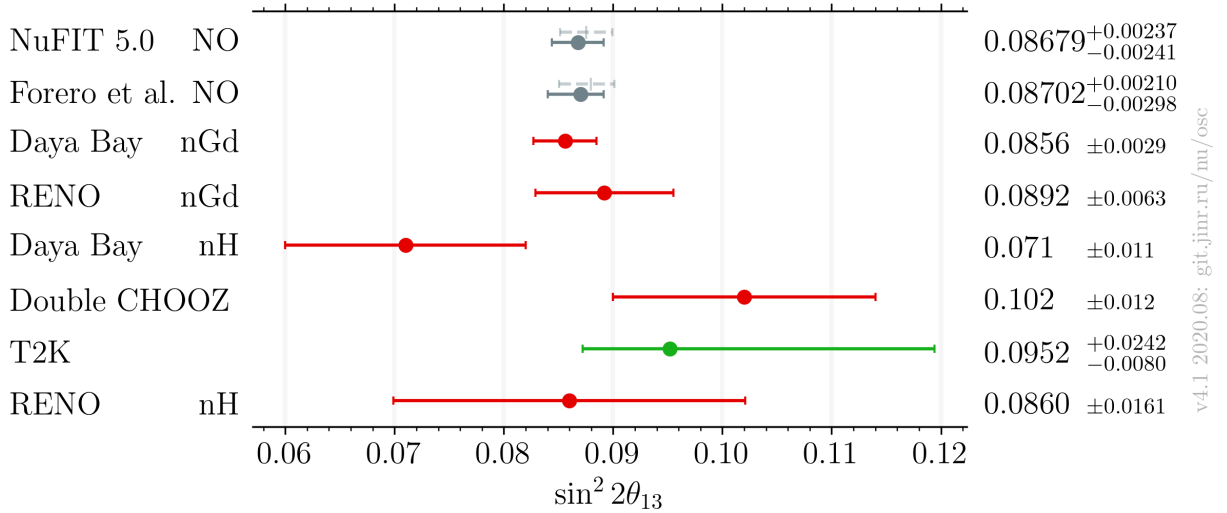


Рисунок 6.9 — Сравнение измерений θ_{13} экспериментами. Красным цветом обозначены измерения реакторных экспериментов с 1σ ошибками, зеленым — измерения ускорительных экспериментов, значения глобальных анализов отмечены серым. Пунктирным серым цветом обозначены результаты глобальных анализов в предположении обратной иерархии [126; 146; 150; 158; 160; 172; 173].

Эксперимент SNO завершил набор данных в 2006 году [176; 177]. Помимо окончательного разрешения проблемы солнечных нейтрино, SNO одним из первых подтвердил гипотезу LMA (Large Mixing Angle) [178], которая наравне с MCB является причиной большого эффекта осцилляций для солнечных нейтрино. В дальнейшем, вместо эксперимента SNO в подземной лаборатории разместится детектор SNO+ [179], задачей которого будет поиск безнейтринного двойного бета-распада и регистрация нейтрино низких энергий (реакторных, солнечных, гео- и от сверхновых).

Эксперимент KamLAND завершил набор данных с реакторными антинейтрино в 2012 году [180; 181], став первым экспериментом, зарегистрировавшим геонейтрино [182] и получившим первое указание на ненулевой угол смешивания θ_{13} [166]. Этот эксперимент представлял собой 1 кт жидкого сцинтиллятора и размещался на месте бывшего эксперимента Kamiokande, его окружали 55 атомных реакторов, среднее расстояние до которых составляло 180 км. Из-за высокого значения L/E этот эксперимент был более чувствителен к Δm_{21}^2 и θ_{12} , чувствительность к θ_{13} была довольно низкой.

Эксперимент Super-Kamiokande работает до сих пор. На данный момент завершена [183] подготовка к новой фазе эксперимента (SK-Gd), для которой в воду детектора было добавлено 14 т $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ для эффективной регистрации антинейтрино по наблюдению дополнительного сигнала от захвата нейтрона на гадолинии [184]. Это важный шаг, который улучшит чувствительность детектора к нейтрино от сверхновых, позволит разделять нейтрино и антинейтрино в ускорительной и атмосферной программах, расширит задачи эксперимента за счет регистрации реакторных антинейтрино и уменьшит фон от атмосферных нейтрино для поиска распада протона.

Таким образом, на данный момент измерения Δm_{21}^2 и θ_{12} проводились двумя солнечными и одним реакторным экспериментами. Оба типа имеют разные детекторные методики, а

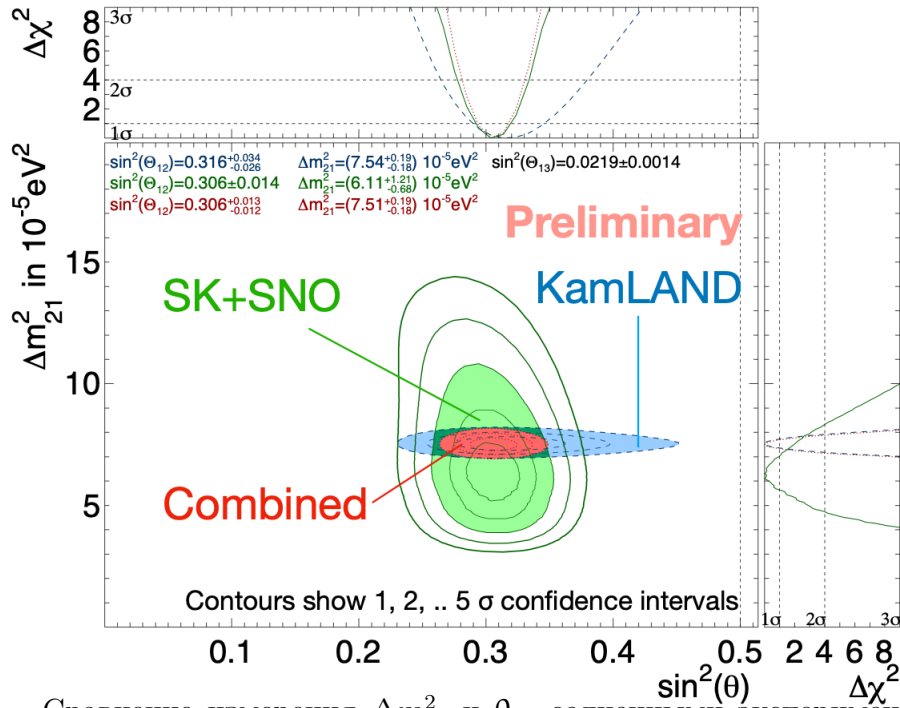


Рисунок 6.10 — Сравнение измерения Δm_{21}^2 и θ_{12} солнечными экспериментами (зеленый) и реакторным KamLAND (синий). Результат комбинированного анализа представлен красным [149].

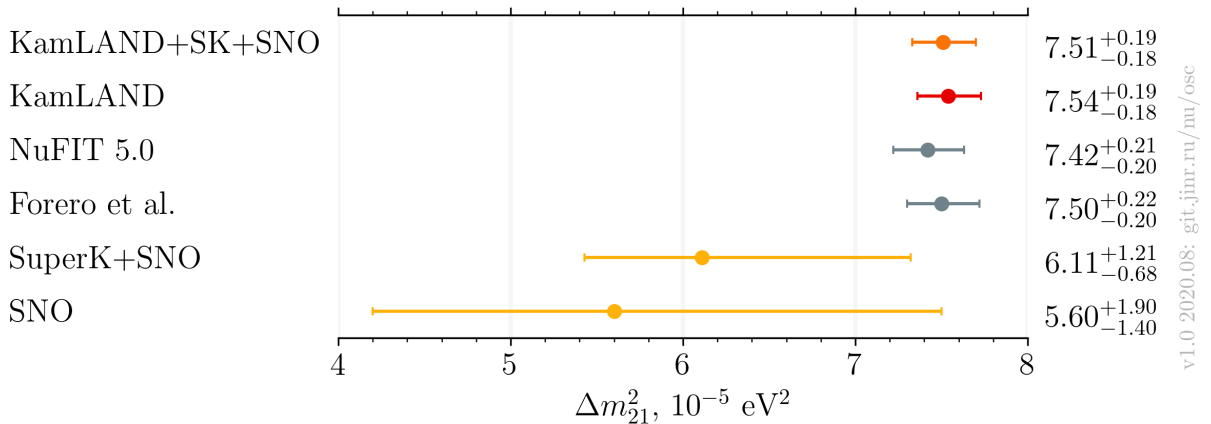


Рисунок 6.11 — Сравнение актуальных результатов с 1σ ошибками по измерению Δm_{21}^2 солнечными (желтые — индивидуальные, оранжевый — комбинированное) и реакторными (красный), значения глобальных анализов отмечены серым [126; 146; 149; 176].

также разные источники нейтрино, и таким образом прекрасно дополняют результаты друг друга. Реакторный эксперимент KamLAND измерял спектр $\bar{\nu}_e$, период осцилляций $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ определяется величиной Δm_{21}^2 , а его амплитуда — $\sin^2\theta_{12}$. В случае солнечных экспериментов SNO и Super-Kamiokande чувствительность к осцилляционным параметрам в первую очередь появляется за счет МСВ-эффекта в веществе Солнца.

Результат Super-Kamiokande комбинируется с результатом SNO и представляет собой совместное измерение с солнечными нейтрино. Измерение Super-Kamiokande + SNO стабильно предпочитает меньшее значение Δm_{21}^2 , чем KamLAND. Стоит отметить, что KamLAND больше чувствителен к Δm_{21}^2 , чем солнечные эксперименты. Измерения экспериментов представлены на Рисунках 6.11 и 6.12. Эксперимент Super-Kamiokande пересчитывает результат

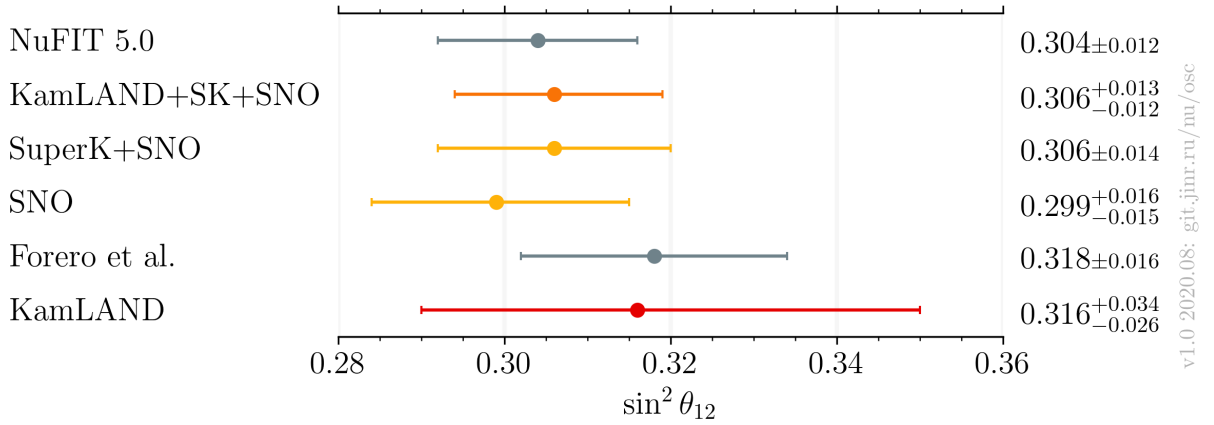


Рисунок 6.12 — Сравнение актуальных результатов с 1σ ошибками по измерению θ_{12} солнечными (желтые — индивидуальные, оранжевый — комбинированное) и реакторными (красный), значения глобальных анализов отмечены серым [126; 146; 149; 176].

KamLAND с актуальным значением θ_{13} по предоставленным этим экспериментом картам χ^2 -функции параметров $\theta_{13} - \theta_{12} - \Delta m_{21}^2$ с результатами анализа 2013 года. Этот результат является входным для совместного анализа KamLAND + SNO + Super-Kamiokande. Значение глобального анализа группы NuFIT получено в результате их собственного моделирования и анализа данных KamLAND и солнечных экспериментов, куда помимо SNO и Super-Kamiokande входит анализ потоков, полученных SAGE, Gallex и Borexino. Помимо этого, в моделировании NuFIT используются [185] потоки реакторных антинейтрино, измеренные Daya Bay в 2016 году [186]. Этим объясняется различие в полученных ошибках и центральном значении для Δm_{21}^2 между NuFIT и подгонкой KamLAND + SNO + Super-Kamiokande, выполненной коллаборацией Super-Kamiokande с результатом KamLAND на момент 2013 года.

Представленные в 2020 году результаты Super-Kamiokande [149] уменьшили различие в измерении Δm_{21}^2 между реакторными и солнечными экспериментами, однако оно все еще составляет 1.4σ . Измерения θ_{12} согласуются между всеми экспериментами (Рисунок 6.10).

Эксперимент Super-Kamiokande продолжит набор данных, поэтому стоит ждать дальнейших обновлений результатов. Помимо этого, реакторный эксперимент JUNO [187] планирует получить измерения Δm_{21}^2 и θ_{12} с точностью меньше процента. Эти измерения также будут возможны и с солнечными нейтрино и, таким образом, в будущем появится хорошая возможность проверить солнечные параметры осцилляций.

6.2 Будущие осцилляционные эксперименты

Незавершенность измерений параметров осцилляций в трехфлейворной парадигме вызывает необходимость в строительстве более крупных проектов. В следующее десятилетие будут запущены DUNE, Super-Kamiokande, JUNO, IceCube Upgrade, ORCA. Не до конца на данный момент ясна ситуация с экспериментами PINGU, INO и ESSνSB.

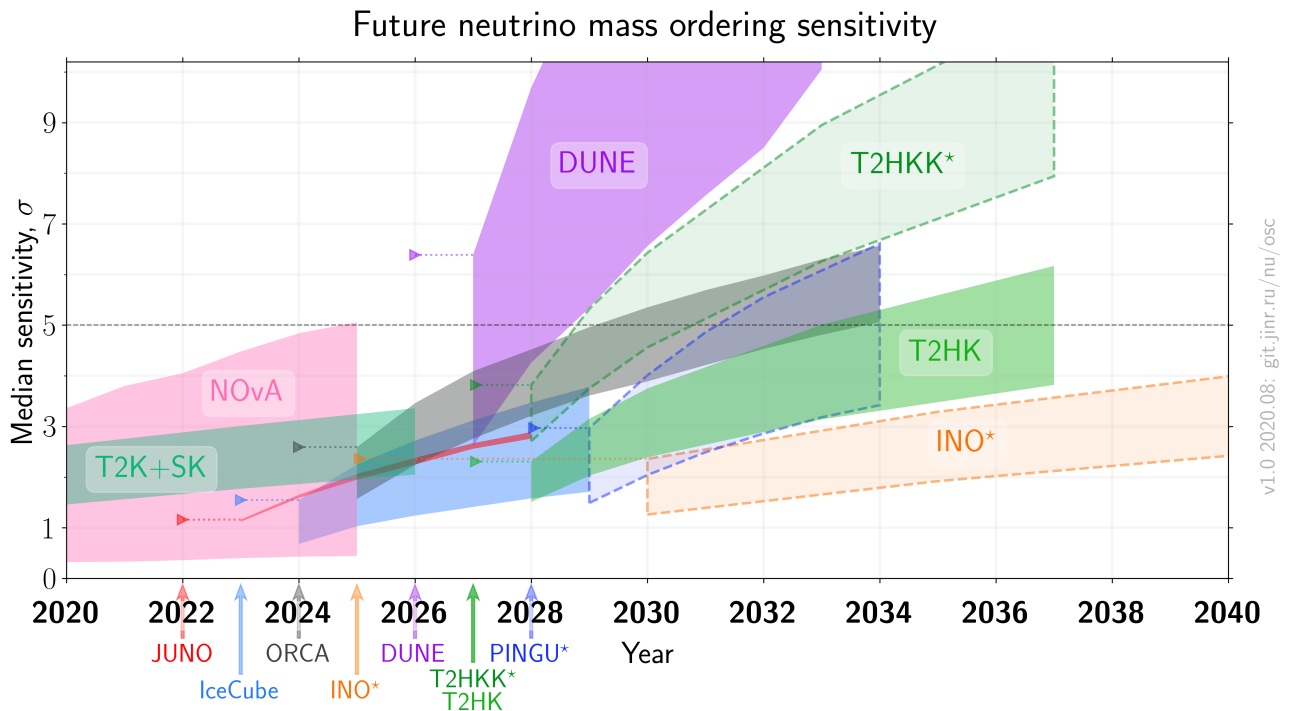


Рисунок 6.13 — Нынешние и будущие эксперименты, которые имеют чувствительность к измерению иерархии масс нейтрино [25; 26; 148; 188–191]. Возможно, события в мире 2020 года вызовут отсрочку в запуске некоторых проектов. Здесь используются планируемые даты до 2020 года.

Будущие нейтринные эксперименты не ставят себе только одну задачу. Спектр планируемых ими исследований очень велик: поиск распада протона, регистрация частиц от нескольких видов источников в одном детекторе, регистрация сверхновых и диффузного фона нейтрино от сверхновых, астрофизические измерения, поиск стерильных нейтрино и т.д.

Эксперимент DUNE представляет собой 70 кт время-проекционный детектор (доверительный объем 40 кт), состоящий из четырех модулей, наполненных жидким аргоном (LArTPC). В качестве основного источника нейтрино будет использоваться ускорительный комплекс в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми. Таким образом, это будет ускорительный эксперимент в третьем поколении после MINOS/MINOS+ и NOvA в Фермилабе. Широкая физическая программа включает в себя также измерения с атмосферными и солнечными нейтрино. Чувствительность эксперимента к иерархии масс очень высокая из-за большого эффекта вещества, так как пучок будет проходить 1300 км, и высокой энергии частиц (широкий спектр с максимумом от 1 до 3 ГэВ). Уже после двух лет набора данных эксперимент может измерить иерархию масс для всех значений δ_{CP} на уровне выше 5σ (Рисунок 6.13). Для измерения δ_{CP} на уровне значимости 5σ потребуется большее количество лет: для 50% всех δ_{CP} будет необходимо набирать данные в течение 10 лет, в случае максимального CP нарушения потребуется 7 лет (Таблица 12).

Ближайший конкурент DUNE — эксперимент Нурег-Камиоканде для регистрации атмосферных нейтрино, который также будет включать в себя измерения с ускорительными (Т2НК, Tokai-to-НурегК). Длина осцилляций и энергия пучка для Т2НК останутся прежними, как у Т2К (295 км и 0.6 ГэВ соответственно). Однако, из-за большего дальнего детектора

Таблица 12 — Сравнение чувствительности к δ_{CP} будущих ускорительных экспериментов и количества лет, которые понадобятся для отклонения гипотезы сохранения CP-четности ($\delta_{CP} = 0, \pi$) на уровне значимости 5σ [25; 26; 192]. Проект ESS ν SB в отличие от уже финансируемых DUNE и T2HK находится на стадии рассмотрения.

Эксперимент	старт	$\delta_{CP} = 3\pi/2,$	50% значений	75% значений
		годы	$\delta_{CP},$ годы	$\delta_{CP},$ годы
DUNE	2026	7	10	> 15
T2HK	2027	2	7	> 10
ESS ν SB	2035	-	5	> 20

(260 кт) и модификации ускорителя в J-PARC чувствительность к иерархии масс и δ_{CP} возрастет. К иерархии масс в главной степени чувствительность появляется в анализе с атмосферными нейтрино. Для 50% δ_{CP} потребуется 7 лет, чтобы определить δ_{CP} на уровне значимости 5σ . Рассматривается также возможность возведения еще одного дополнительного детектора в Корею (T2HKK) [191], что существенно увеличит чувствительность эксперимента к иерархии масс за счет большей базы осцилляций (1088 км).

Эксперимент JUNO [187] продолжит программу измерений с реакторными антинейтрино, начатыми в Китае экспериментом Daya Bay. Однако, за счет увеличенной базы осцилляций у него появится чувствительность к θ_{12} и Δm_{21}^2 , чем к θ_{13} . Точность измерения <0.7% для θ_{12} , Δm_{21}^2 и Δm_{32}^2 , <15% для θ_{13} (для сравнения, у Daya Bay <3%). При регистрации атмосферных нейтрино возможно также измерение θ_{23} . Однако, главной задачей эксперимента является измерение иерархии масс нейтрино с точностью до 3σ . При совместном анализе с другими экспериментами, например, IceCube Upgrade и PINGU, это значение может достигнуть 5σ [189]. Планируются также измерения с солнечными и гео-нейтрино. Эксперимент представляет собой 20 кт детектор с жидким сцинтиллятором на расстоянии 52 км от 8 реакторов АЭС Yangjian и Taishan суммарной тепловой мощности 26.6 ГВт.

В данный момент происходит модификация детектора IceCube [193], улучшенная версия которого должна начать набор данных в 2023 году. Улучшение, над которым ведутся сейчас работы, представляет собой 7 дополнительных гирлянд, которые будут размещены в DeepCore и будут расположены в этой части в промежутках между старыми гирляндами. Расстояние между гирляндами сократится до 25 м, расстояние между модулями на новых гирляндах составляет величину 3 м. Все эти работы — подготовительный этап для оптической части IceCube-Gen2 [194]. Детектор PINGU [195] — потенциально часть этого детектора как расширенная в два раза часть DeepCore. В результате модификаций ожидается увеличение чувствительности к иерархии масс и атмосферным осцилляционным параметрам, но главной задачей IceCube Upgrade и IceCube-Gen2 остается измерение астрофизических нейтрино. Детектор на стадии IceCube-Gen2 будет иметь объем 8 км³ и будет состоять из 120 дополнительных гирлянд с расстоянием между ними 240 м. IceCube Upgrade и IceCube-Gen2 — это уже одобренные проекты, статус PINGU неизвестен.

Эксперимент KM3NeT [196] имеет схожие задачи с экспериментом IceCube. Он расположен в Средиземном море у берегов Франции и Италии, и, таким образом, является дополняющим для астрофизической программы IceCube, как и нейтринный телескоп Baikal-GVD [197], расположенный в России и имеющий запланированный объём порядка 1 км^3 , из которого на сегодняшний день уже установлена примерно $1/3$.

Эксперимент KM3NeT состоит из двух частей — ARCA и ORCA. Детектор ARCA предназначен для регистрации астрофизических нейтрино, он будет состоять из 115 гирлянд с оптическими модулями. Установка первых 24 гирлянд была начата в 2015 году. В планах расширить детектор до 230 гирлянд, что составит 1 км^3 . Детектор ORCA предназначен для регистрации атмосферных нейтрино и будет состоять из 115 гирлянд, но с более плотной расстановкой. Первые 6 гирлянд уже были установлены, в планах разместить оставшиеся гирлянды и запустить работу в 2024 году. Ожидаемая чувствительность к иерархии масс нейтрино $>5\sigma$.

В Индии планируется возведение подземной нейтринной обсерватории INO [190] и размещение в ней детектора ICAL. Это 50 кт калориметр, состоящий из намагниченных железных пластин, расположенных стопками, с $2 \text{ м} \times 2 \text{ м}$ резистивными плоскими камерами между ними в качестве активных детекторов. Главной задачей ICAL будет работа с атмосферными нейтрино. Планируется измерение атмосферных параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино. Этот проект получил поддержку правительства Индии. После завершения всех локальных процедур потребуется примерно 5 лет на возведение эксперимента.

Для проекта ESS ν SB [198] планируется использовать 5 МВт протонный ускоритель в качестве источника (анти-)нейтрино. Этот ускоритель является частью европейского импульсного источника нейтронов ESS (Лунд, Швеция), который планируется запустить в 2025 году. Использование ускорителя протонов ESS в качестве пучка для ESS ν SB предполагает создание специальной пучковой линии, мишени и детекторов. В качестве дальнего детектора планируется разместить 540 кт водный черенковский детектор на расстоянии примерно 500 км от источника, аналогичный ближний детектор будет иметь массу 0.5 кт. Таким образом, этот эксперимент будет чувствителен к астрофизическим, атмосферным и солнечным нейтрино, а также к распаду протона. Эксперимент планирует измерить спектр осцилляций вблизи второго осцилляционного максимума [199]. Благодаря такой постановке эксперимента уменьшается величина систематических неопределенностей и в три раза увеличивается чувствительность к δ_{CP} по сравнению с первым максимумом. Рассматриваются два месторасположения детектора в шахтах — на расстоянии 360 и 540 км. Набор данных планируется начать в 2035 году. После десяти лет набора данных $\sim 60\%$ значений δ_{CP} могут быть измерены на уровне значимости $> 5\sigma$ [200].

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем. Данное исследование посвящено измерению параметров трехфлейворных осцилляций в эксперименте NOvA. Непосредственно автором или при его определяющем участии были получены следующие основные результаты:

1. Проведена оценка чувствительности NOvA к измерению иерархии масс нейтрино и фазы нарушения CP-четности δ_{CP} с помощью программных средств NOvA.

Данная работа позволяет уточнить дальнейшую перспективу исследований и оптимизировать условия набора статистики. С ожидаемой полной экспозицией 63×10^{20} POT с нейтринным и антинейтринным пучками эксперимент может измерить иерархию масс нейтрино на уровне до 5σ , а δ_{CP} — до 2σ . Стоит отметить, что данные ожидания сильно зависят от истинных параметров осцилляций, реализованных в природе. Моделирование NOvA и ускорительного эксперимента следующего поколения DUNE также проводились с помощью программного пакета GLOBES. Была проведена оценка эффекта вещества и чувствительности к нему экспериментов NOvA и DUNE.

2. Разработана процедура и подобраны критерии отбора событий от ν_e ($\bar{\nu}_e$) взаимодействий для анализа данных в дальнем детекторе эксперимента NOvA.

Впервые для этого анализа применялось VDT для подавления фона космических мюонов. Введение двух выборок данных — Центральной и Периферийной — позволило получить выигрыш $+17.4\%$ в терминах экспозиции эксперимента по сравнению с критериями отбора предыдущего анализа. Данные NOvA 2017 – 2019 годов отбирались с помощью этой последовательности отбора событий. Для анализа 2020 года данная схема разделения на две выборки сохранилась, но сами критерии отбора изменились. Посредством метода MRE для создания гибридных событий, основанных на реальных данных, осуществлялась проверка эффективности отбора событий от ν_e ($\bar{\nu}_e$) взаимодействий с помощью нейронной сети CVN. В настоящее время ведется разработка метода учета различий в эффективности отбора для данных и Монте-Карло в виде поправок к предсказаниям в дальнем детекторе.

3. Выполнен анализ данных эксперимента NOvA с целью определения ограничений на осцилляционные параметры.

При активном участии автора велась разработка цепочки осцилляционного анализа данных, включающая учет систематических ошибок, процедуру экстраполяции и интерпретации данных. Полученные соискателем результаты аппроксимации данных с разными срезами набранной статистики использовались в качестве официальных результатов эксперимента в 2018 – 2020 годах. В 2018 году состоялся первый анализ данных NOvA и с нейтринным, и с антинейтринным пучками, что является принципиально важным для измерения δ_{CP} . Полученное значение уровня значимости появления электронных антинейтрино в пучке мюонных составило величину $>4\sigma$. В данный момент в эксперименте ведутся работы по улучшению имеющейся на данный

момент цепочки анализа. В ближайшие годы ожидаются байесовский анализ, матрица ковариаций для систематических неопределенностей, методы одновременной подгонки данных ближнего и дальнего детекторов.

Несмотря на то, что физика нейтринных осцилляций в 10-х годах XXI века вошла в эру прецизионных измерений, точность действующих на данный момент экспериментов недостаточна для окончательного определения параметров этой теории. В этом десятилетии будут запущены крупные проекты следующего поколения — DUNE, Hyper-Kamiokande, JUNO, IceCube Upgrade, ORCA. Окончательное измерение всех параметров трехфлейворной теории нейтринных осцилляций можно ожидать в следующие 10–15 лет.

Благодарности

Автор бесконечно признателен научному руководителю, Александру Григорьевичу Ольшевскому, профессору кафедры физики элементарных частиц и начальнику отдела НЭОФЭЧ ЛЯП ОИЯИ, за помощь и внимание к работе соискателя на всех этапах, готовность выслушать и дать совет по любому вопросу, за доброту и чуткость.

Соискатель отдельно хотел бы поблагодарить коллектив кафедры физики элементарных частиц МГУ за отзывчивость и участие в формировании у автора увлеченности выбранной стезей.

Диссертант очень благодарен дружному коллективу НЭОФЭЧ ЛЯП ОИЯИ и считает, что работать в месте, где родилась идея нейтринных осцилляций, с физиками, которые задействованы во всех ключевых современных экспериментах области — это большая удача. Разносторонний опыт людей из других проектов и их готовность им поделиться не раз помогали автору взглянуть на свою работу под другим углом. А веселые обсуждения и теплая атмосфера скрашивали рабочие дни. Отдельно хотелось бы поблагодарить коллег: О.Б. Самойлова, А.И. Антошкина, Н.В. Анфимова, Н.А. Балашова, А.Е. Большакову, С.Г. Васину, А.В. Вишневу, М.Б. Громова, К. Кулленберга, Ю.М. Малышкина, Д.В. Наумова и Е.А. Наумову, О.Н. Петрову, И.И. Сидоркину, О.Ю. Смирнова, А.В. Чуканова, А.С. Шешукова. И сказать большое спасибо коллегам М.О. Гончару и К.А. Трескову, с которыми у автора есть другие совместные проекты, за нацеленность на результат и невероятную трудолюбивость.

Автор искренне благодарен замечательному коллективу коллаборации NOvA, членом которой является пять лет. Большая заслуга в организации хорошей рабочей атмосферы принадлежит лидерам коллаборации, как нынешним (Alex Himmel и Patricia Vahle), так и предыдущим (Mark Messier, Gary Feldman, Peter Shannahan). За эти годы автору посчастливилось работать в группе трехфлейворного анализа данных под руководством Patricia Vahle, Alex Himmel, Jeff Hartnell, Chris Backhouse, Jeremy Wolcott, Louise Sutter, Michael Baird и Ryan Nichol, которые за время участия автора были лидерами этой группы в разные годы. Их знания, комментарии и опыт, а также готовность в любой момент обсудить получаемые результаты и дать совет способствовали быстрому прогрессу автора и его работы. Их вера в

способность автора решить поставленные группой анализа задачи привели к данному труду. Отдельно хотелось бы поблагодарить молодых коллег из группы, с которыми автору довелось сотрудничать больше всего за это время: Ashley Back, Alex Booth, Erika Catano-Mur, Gavin Davis, Micah Groh, Anna Hall, Bruce Howard, Tomas Nosek, Dan Pershey, Fernanda Psihas, Karl Warburton, Erica Smith, Shiqi Yu, за дружеское участие, неустанный труд и энтузиазм. Работая с ними бок о бок, автору тоже хотелось становиться лучше и лучше с каждым днем.

Автор безмерно благодарен семье и близким за их абсолютную поддержку во всех начинаниях и безграничное понимание.

Список сокращений и условных обозначений

- СКМ матрица** Матрица Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (англ. Cabibbo–Kobayashi–Maskawa)
- PMNS матрица** Матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты
(англ. Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata)
- СМ** Стандартная Модель
- СС** От англ. charge current — взаимодействие через заряженные токи
- НС** От англ. neutral current — взаимодействие через нейтральные токи
- МСВ эффект** Эффект Михеева – Смирнова – Вольфенштейна
- Фермилаб, FNAL** Национальная ускорительная лаборатория им. Ферми (англ. Fermi National Accelerator Laboratory)
- slip–stacking** Процесс захвата двух батчей протонов с помощью радиочастотных систем с последующим объединением в один
- POT** Число протонов, сброшенных на мишень (от англ. Protons on Target)
- ПВХ (ячейки)** ячейки из поливинилхлорида
- ДД** Дальний детектор эксперимента
- БД** Ближний детектор эксперимента
- мвэ** метров водного эквивалента
- QE** Квази-упругое рассеяние (от англ. Quasielastic scattering)
- RES** Резонансное рассеяние (от англ. Resonance scattering)
- DIS** Глубоко-неупругое рассеяние (от англ. Deep inelastic scattering)
- МЕС** Рассеяние через обмен заряженными токами (англ. Meson exchange current)
- СОН** Когерентное рассеяние (от англ. coherent scattering)
- (отсчеты) ADC** отсчеты аналого-цифрового преобразователя (от англ. Analog-Digital Converter)
- CVN** название сверточной нейронной сети (от англ. Convolutional Visual Network)
- BDT** дерево принятия решений (от англ. Boosted Decision Tree)
- MRE** процедура изъятия мюона и добавления электрона (от англ. Muon Removed Electron added)
- PDG** обзоры и табличные значения Particle Data Group

Список литературы

1. *Davis, R.* Search for neutrinos from the sun [Текст] / R. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman // Phys. Rev. Lett. — 1968. — Т. 20. — С. 1205—1209.
2. Calculation of Atmospheric Neutrino Induced Backgrounds in a Nucleon Decay Search [Текст] / Т. Haines [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1986. — Т. 57. — С. 1986—1989.
3. Atmospheric Neutrino Background and Pion Nuclear Effect for Kamioka Nucleon Decay Experiment [Текст] / М. Nakahata [и др.] // J. Phys. Soc. Jap. — 1986. — Т. 55. — С. 3786.
4. Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux [Текст] / К. Hirata [и др.]. — 1988. — Март.
5. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos [Текст] / Y. Fukuda [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Т. 81. — С. 1562—1567. — arXiv: [hep-ex/9807003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9807003).
6. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory [Текст] / Q. Ahmad [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 89. — С. 011301. — arXiv: [nucl-ex/0204008](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0204008).
7. The Nobel Prize in Physics 2015 [Текст]. — <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2015/summary/>.
8. *Pontecorvo, B.* Inverse Beta Processes and Nonconservation of Lepton Charge [Текст] / B. Pontecorvo // JETP. — 1957. — Т. 7. — С. 172.
9. First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance [Текст] / К. Eguchi [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 90. — С. 021802. — arXiv: [hep-ex/0212021](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0212021).
10. A Precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya-Bay [Текст] / X. Guo [и др.]. — 2007. — Янв. — arXiv: [hep-ex/0701029](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0701029).
11. Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle $\theta(13)$ [Текст] / F. Ardellier [и др.]. — 2006. — Июнь. — arXiv: [hep-ex/0606025](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606025).
12. RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang [Текст] / J. Ahn [и др.]. — 2010. — Март. — arXiv: [1003.1391 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1003.1391).
13. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay [Текст] / F. An [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108. — С. 171803. — arXiv: [1203.1669 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1203.1669).
14. *Smirnov, A. Y.* Neutrino mixing in SO(10) GUTs with a non-Abelian flavor symmetry in the hidden sector [Текст] / A. Y. Smirnov, X.-J. Xu // Phys. Rev. D. — 2018. — Т. 97, № 9. — С. 095030. — arXiv: [1803.07933 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1803.07933).
15. Review of Particle Physics [Текст] / P. Zyla [и др.] // PTEP. — 2020. — Т. 2020, № 8. — С. 083C01.

16. Neutrino Mass and Mixing: from Theory to Experiment [Текст] / S. F. King [и др.] // New J. Phys. — 2014. — Т. 16. — С. 045018. — arXiv: [1402.4271 \[hep-ph\]](#).
17. *Pascoli, S.* Connecting low energy leptonic CP-violation to leptogenesis [Текст] / S. Pascoli, S. Petcov, A. Riotto // Phys. Rev. D. — 2007. — Т. 75. — С. 083511. — arXiv: [hep-ph/0609125](#).
18. *Branco, G.* A New bridge between leptonic CP violation and leptogenesis [Текст] / G. Branco, R. Gonzalez Felipe, F. Joaquim // Phys. Lett. B. — 2007. — Т. 645. — С. 432–436. — arXiv: [hep-ph/0609297](#).
19. Insensitivity of flavoured leptogenesis to low energy CP violation [Текст] / S. Davidson [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Т. 99. — С. 161801. — arXiv: [0705.1503 \[hep-ph\]](#).
20. A Bridge between CP violation at low-energies and leptogenesis [Текст] / G. C. Branco [и др.] // Nucl. Phys. B. — 2001. — Т. 617. — С. 475–492. — arXiv: [hep-ph/0107164](#).
21. *Scholberg, K.* Supernova Signatures of Neutrino Mass Ordering [Текст] / K. Scholberg // J. Phys. G. — 2018. — Т. 45, № 1. — С. 014002. — arXiv: [1707.06384 \[hep-ex\]](#).
22. *Dolinski, M. J.* Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects [Текст] / M. J. Dolinski, A. W. Poon, W. Rodejohann // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2019. — Т. 69. — С. 219–251. — arXiv: [1902.04097 \[nucl-ex\]](#).
23. The T2K Experiment [Текст] / K. Abe [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2011. — Т. 659. — С. 106–135. — arXiv: [1106.1238 \[physics.ins-det\]](#).
24. NOvA: Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillations in the NuMI Beamline [Текст] / D. Ayres [и др.]. — 2004. — Март. — arXiv: [hep-ex/0503053](#).
25. Hyper-Kamiokande Design Report [Текст] / K. Abe [и др.]. — 2018. — Май. — arXiv: [1805.04163 \[physics.ins-det\]](#).
26. Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report, Volume II DUNE Physics [Текст] / B. Abi [и др.]. — 2020. — Февр. — arXiv: [2002.03005 \[hep-ex\]](#).
27. *Huber, P.* Simulation of long-baseline neutrino oscillation experiments with GLOBES (General Long Baseline Experiment Simulator) [Текст] / P. Huber, M. Lindner, W. Winter // Comput. Phys. Commun. — 2005. — Т. 167. — С. 195. — arXiv: [hep-ph/0407333](#).
28. A Convolutional Neural Network Neutrino Event Classifier [Текст] / A. Aurisano [и др.] // JINST. — 2016. — Т. 11, № 09. — P09001. — arXiv: [1604.01444 \[hep-ex\]](#).
29. *Pauli, W.* Rapports du Septième Conseil de Physique Solvay, 1933, [Текст] / W. Pauli // Brussels (Gauthier Villars, Paris). — 1934. — С. 324.
30. Detection of the free neutrino: A Confirmation [Текст] / C. Cowan [и др.] // Science. — 1956. — Т. 124. — С. 103–104.

31. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos [Текст] / G. Danby [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1962. — Т. 9. — С. 36—44.
32. Observation of tau neutrino interactions [Текст] / К. Kodama [и др.] // Phys. Lett. B. — 2001. — Т. 504. — С. 218—224. — arXiv: [hep-ex/0012035](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0012035).
33. Precision electroweak measurements on the Z resonance [Текст] / S. Schael [и др.] // Phys. Rept. — 2006. — Т. 427. — С. 257—454. — arXiv: [hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008).
34. *Janot, P.* Improved Bhabha cross section at LEP and the number of light neutrino species [Текст] / P. Janot, S. Jadach // Phys. Lett. B. — 2020. — Т. 803. — С. 135319. — arXiv: [1912.02067](https://arxiv.org/abs/1912.02067) [[hep-ph](#)].
35. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters [Текст] / N. Aghanim [и др.] // Astron. Astrophys. — 2020. — Т. 641. — A6. — arXiv: [1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209) [[astro-ph.CO](#)].
36. Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN [Текст] / M. Aker [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Т. 123, № 22. — С. 221802. — arXiv: [1909.06048](https://arxiv.org/abs/1909.06048) [[hep-ex](#)].
37. *Gell-Mann, M.* Complex Spinors and Unified Theories [Текст] / M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky // Conf. Proc. C. — 1979. — Т. 790927. — С. 315—321. — arXiv: [1306.4669](https://arxiv.org/abs/1306.4669) [[hep-th](#)].
38. *Мохapatra, R. N.* Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation [Текст] / R. N. Mohapatra, G. Senjanovic // Phys. Rev. Lett. — 1980. — Т. 44. — С. 912.
39. *Биленький, С.* Массы, смешивание и осцилляции нейтрино [Текст] / С. Биленький // УФН. — 2003. — Т. 173. — С. 1171—1186.
40. *Bahcall, J. N.* Are neutrinos stable particles? [Текст] / J. N. Bahcall, N. Cabibbo, A. Yahil // Phys. Rev. Lett. — 1972. — Т. 28. — С. 316—318.
41. *Cisneros, A.* Effect of neutrino magnetic moment on solar neutrino observations [Текст] / A. Cisneros // Astrophysics and Space Science. — 1971. — Т. 10. — С. 87—92.
42. *Salpeter, E. E.* Difficulties with Fusion Catalysis by Quarks [Текст] / E. E. Salpeter // Nature. — 1970. — Т. 225. — С. 165—166.
43. *Bilenky, S.* Lepton mixing and neutrino oscillations [Текст] / S. Bilenky, B. Pontecorvo // Physics Reports. — 1978. — Т. 41. — С. 225—261.
44. *Maki, Z.* Remarks on the unified model of elementary particles [Текст] / Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata // Prog. Theor. Phys. — 1962. — Т. 28. — С. 870—880.
45. *Bilenky, S.* Introduction to the Physics of Massive and Mixed Neutrinos [Текст]. Т. 947 / S. Bilenky. — Springer, 2018.
46. *Wolfenstein, L.* Neutrino Oscillations in Matter [Текст] / L. Wolfenstein // Phys. Rev. D. — 1978. — Т. 17. — С. 2369—2374.

47. *Mikheyev, S.* Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos [Текст] / S. Mikheyev, A. Smirnov // Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Т. 42. — С. 913—917.
48. Combined analysis of ν_μ disappearance and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrinos [Текст] / P. Adamson [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Т. 112. — С. 191801. — arXiv: [1403.0867](https://arxiv.org/abs/1403.0867) [hep-ex].
49. *Rayner, M.* Tuning in to neutrinos [Текст] / M. Rayner. — July/August 2020. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2722711/files/CERNCourier2020JulAug-digitalaedition.pdf> ; CERN COURIER.
50. Status of Light Sterile Neutrino Searches [Текст] / S. Böser [и др.] // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2020. — Т. 111. — С. 103736. — arXiv: [1906.01739](https://arxiv.org/abs/1906.01739) [hep-ex].
51. *Mikaelyan, L.* Neutrino Oscillations at Reactors: What Is Next? [Текст] / L. Mikaelyan, V. Sinev // Physics of Atomic Nuclei. — 2000. — Т. 63. — С. 1002. — arXiv: [hep-ex/9908047](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9908047).
52. First Indication of Terrestrial Matter Effects on Solar Neutrino Oscillation [Текст] / A. Renshaw [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Т. 112, № 9. — С. 091805. — arXiv: [1312.5176](https://arxiv.org/abs/1312.5176) [hep-ex].
53. *Bahcall, J. N.* Solar models and solar neutrinos: Current status [Текст] / J. N. Bahcall // Phys. Scripta T / под ред. L. Bergström [и др.]. — 2005. — Т. 121. — С. 46—50. — arXiv: [hep-ph/0412068](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0412068).
54. Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations with IceCube [Текст] / M. Aartsen [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Т. 111, № 8. — С. 081801. — arXiv: [1305.3909](https://arxiv.org/abs/1305.3909) [hep-ex].
55. The Design and Performance of IceCube DeepCore [Текст] / R. Abbasi [и др.] // Astropart. Phys. — 2012. — Т. 35. — С. 615—624. — arXiv: [1109.6096](https://arxiv.org/abs/1109.6096) [astro-ph.IM].
56. Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment [Текст] / M. Ahn [и др.] // Phys. Rev. D. — 2006. — Т. 74. — С. 072003. — arXiv: [hep-ex/0606032](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606032).
57. OPERA: An appearance experiment to search for $\nu/\mu \leftrightarrow \nu/\tau$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal [Текст] / M. Guler [и др.]. — 2000. — Июль.
58. Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam [Текст] / N. Agafonova [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 120, № 21. — С. 211801. — arXiv: [1804.04912](https://arxiv.org/abs/1804.04912) [hep-ex]. — [Erratum: Phys.Rev.Lett. 121, 139901 (2018)].
59. P-875: A Long baseline neutrino oscillation experiment at Fermilab [Текст] / E. Ables [и др.]. — 1995. — Февр.
60. T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report [Текст] / K. Abe [и др.]. — 2019. — Янв. — arXiv: [1901.03750](https://arxiv.org/abs/1901.03750) [physics.ins-det].
61. *Gonzalez-Garcia, M. C.* Updated fit to three neutrino mixing: status of leptonic CP violation [Текст] / M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, T. Schwetz // JHEP. — 2014. — Т. 11. — С. 052. — arXiv: [1409.5439](https://arxiv.org/abs/1409.5439) [hep-ph].

62. *Shiltsev, V.* Achievements and Lessons from Tevatron [Текст] / V. Shiltsev // Conf. Proc. C / под ред. C. Petit-Jean-Genaz. — 2011. — Т. 110904. — С. 903–907. — arXiv: [1205.0536 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/1205.0536).
63. *Derwent, P.* Fermilab Gears Up for an Intense Future [Текст] / P. Derwent // CERN Cour. — 2013. — Т. 53, № 10. — С. 24–27.
64. *Shiltsev, V.* Fermilab Proton Accelerator Complex Status and Improvement Plans [Текст] / V. Shiltsev // Mod. Phys. Lett. A. — 2017. — Т. 32, № 16. — С. 1730012. — arXiv: [1705.03075 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/1705.03075).
65. *Karns, P. R.* Recent Operation of the FNAL Magnetron H^- Ion Source [Текст] / P. R. Karns, D. S. Bollinger, A. Sosa // AIP Conf. Proc. / под ред. D. Faircloth. — 2017. — Т. 1869, № 1. — С. 030055. — arXiv: [1704.08177 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/1704.08177).
66. *Bollinger, D. S.* H- Ion Source Development for the FNAL 750keV Injector Upgrade [Текст] / D. S. Bollinger // AIP Conf. Proc. / под ред. O. Tarvainen, T. Kalvas. — 2013. — Т. 1515, № 1. — С. 312–320. — arXiv: [1301.7691 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/1301.7691).
67. *Дудников, В. Г.* Перезарядная инжекция в ускорители и накопители [Текст] / В. Г. Дудников // Усп. физ. наук. — 2019. — Т. 189, № 4. — С. 433–440. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2019/4/g/>.
68. Accelerator physics at the Tevatron Collider [Текст] / под ред. V. Lebedev, V. Shiltsev. — Springer, 2014. — (Particle Acceleration and Detection).
69. Fermilab Concepts Rookie Book, Accelerator Division [Текст]. — https://operations.fnal.gov/rookie_books/concepts.pdf.
70. The PIP-II Reference Design Report [Текст]. — 2015. — Июнь.
71. *Evans, J.* The MINOS Experiment: Results and Prospects [Текст] / J. Evans // Adv. High Energy Phys. — 2013. — Т. 2013. — С. 182537. — arXiv: [1307.0721 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1307.0721).
72. The NuMI Neutrino Beam [Текст] / P. Adamson [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2016. — Т. 806. — С. 279–306. — arXiv: [1507.06690 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/1507.06690).
73. *Pontecorvo, B.* Electron and muon neutrinos [Текст] / B. Pontecorvo // Soviet Physics—JETP. — 1960. — Т. 10. — С. 1236–1240.
74. *Schwartz, M.* Feasibility of using high-energy neutrinos to study the weak interactions [Текст] / M. Schwartz // Phys. Rev. Lett. — 1960. — Т. 4. — С. 306–307.
75. NuMI facility website [Текст]. — <https://web.fnal.gov/project/TargetSystems/NuMI/SitePages/Target.aspx>.
76. *Aliaga Soplin, L.* Neutrino Flux Prediction for the NuMI Beamline [Текст] : дис. ... канд. / Aliaga Soplin Leonidas. — William-Mary Coll., 2016.
77. Inclusive production of charged pions in p+C collisions at 158-GeV/c beam momentum [Текст] / C. Alt [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2007. — Т. 49. — С. 897–917. — arXiv: [hep-ex/0606028](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606028).

78. *Del Tutto, M.* Neutrino Beam Simulations and Data Checks for the NOvA Experiment [Текст] : Laurea thesis / Del Tutto Marco. — Rome U., 2015.
79. *Kopp, S. E.* Accelerator-based neutrino beams [Текст] / S. E. Kopp // Phys. Rept. — 2007. — Т. 439. — С. 101—159. — arXiv: [physics/0609129](https://arxiv.org/abs/physics/0609129).
80. *Meer, S. van der.* A Directive Device for Charged Particles and Its use in an Enhanced Neutrino Beam [Текст] / S. van der Meer. — 1961. — Февр.
81. *Asner, A.* A new focusing system considerably increasing the actual PS-neutrino beam flux density [Текст] / A. Asner, C. Iselin. — 1965. — Май.
82. *Pavlovic, Z.* Observation of Disappearance of Muon Neutrinos in the NuMI Beam [Текст] : дис. ... канд. / Pavlovic Zarko. — Texas U., 2008.
83. GEANT4—a simulation toolkit [Текст] / S. Agostinelli [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Т. 506. — С. 250—303.
84. PVC Extrusion Development and Production for the NOvA Neutrino Experiment [Текст] / R. L. Talaga [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2017. — Т. 861. — С. 77—89. — arXiv: [1601.00908](https://arxiv.org/abs/1601.00908) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/physics.ins-det)].
85. Liquid scintillator production for the NOvA experiment [Текст] / S. Mufson [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2015. — Т. 799. — С. 1—9. — arXiv: [1504.04035](https://arxiv.org/abs/1504.04035) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/physics.ins-det)].
86. NOvA experiment sees first long-distance neutrinos [Текст]. — <https://phys.org/news/2014-02-nova-long-distance-neutrinos.html>.
87. *Formaggio, J. A.* From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales [Текст] / J. A. Formaggio, G. P. Zeller // Rev. Mod. Phys. — 2012. — Т. 84. — С. 1307—1341. — arXiv: [1305.7513](https://arxiv.org/abs/1305.7513) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/hep-ex)].
88. *Cremonesi, L.* Cross-section measurements with NOvA [Текст] / L. Cremonesi. — 2020. — URL: https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187826/attachments/129093/158555/NOvA_LCremonesi_Neutrino2020.pdf ; NEUTRINO 2020.
89. *Katori, T.* Meson Exchange Current (MEC) Models in Neutrino Interaction Generators [Текст] / T. Katori // AIP Conf. Proc. / под ред. H. Da Motta, J. G. Morfin, M. Sakuda. — 2015. — Т. 1663, № 1. — С. 030001. — arXiv: [1304.6014](https://arxiv.org/abs/1304.6014) [[nuc1-th](https://arxiv.org/abs/nuc1-th)].
90. The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator [Текст] / C. Andreopoulos [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2010. — Т. 614. — С. 87—104. — arXiv: [0905.2517](https://arxiv.org/abs/0905.2517) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph)].
91. Adjusting neutrino interaction models and evaluating uncertainties using NOvA near detector data [Текст] / M. A. Acero [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Т. 80, № 12. — С. 1119. — arXiv: [2006.08727](https://arxiv.org/abs/2006.08727) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/hep-ex)].
92. Identification of nuclear effects in neutrino-carbon interactions at low three-momentum transfer [Текст] / P. A. Rodrigues [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Т. 116. — С. 071802. — arXiv: [1511.05944](https://arxiv.org/abs/1511.05944) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/hep-ex)]. — [Addendum: Phys.Rev.Lett. 121, 209902 (2018)].

93. *Llewellyn Smith, C. H.* Neutrino Reactions at Accelerator Energies [Текст] / C. H. Llewellyn Smith // Phys. Rept. — 1972. — Т. 3. — С. 261—379.
94. *Rein, D.* Neutrino Excitation of Baryon Resonances and Single Pion Production [Текст] / D. Rein, L. M. Sehgal // Annals Phys. — 1981. — Т. 133. — С. 79—153.
95. *Bodek, A.* Modeling neutrino and electron scattering inelastic cross- sections in the few GeV region with effective LO PDFs TV Leading Order [Текст] / A. Bodek, U. K. Yang // 2nd International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few GeV Region. — 08.2003. — arXiv: [hep-ex/0308007](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0308007).
96. *Smith, R. A.* NEUTRINO REACTIONS ON NUCLEAR TARGETS [Текст] / R. A. Smith, E. J. Moniz // Nucl. Phys. B. — 1972. — Т. 43. — С. 605. — [Erratum: Nucl.Phys.B 101, 547 (1975)].
97. *Nieves, J.* Inclusive quasi-elastic neutrino reactions [Текст] / J. Nieves, J. E. Amaro, M. Valverde // Phys. Rev. C. — 2004. — Т. 70. — С. 055503. — arXiv: [nucl-th/0408005](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0408005). — [Erratum: Phys.Rev.C 72, 019902 (2005)].
98. *Gran, R.* Model Uncertainties for Valencia RPA Effect for MINERvA [Текст] / R. Gran. — 2017. — Май. — arXiv: [1705.02932](https://arxiv.org/abs/1705.02932) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/hep-ex)].
99. Deuterium target data for precision neutrino-nucleus cross sections [Текст] / A. S. Meyer [и др.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Т. 93, № 11. — С. 113015. — arXiv: [1603.03048](https://arxiv.org/abs/1603.03048) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph)].
100. *Rodrigues, P.* Constraining the GENIE model of neutrino-induced single pion production using reanalyzed bubble chamber data [Текст] / P. Rodrigues, C. Wilkinson, K. McFarland // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Т. 76, № 8. — С. 474. — arXiv: [1601.01888](https://arxiv.org/abs/1601.01888) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/hep-ex)].
101. Tuning the GENIE Pion Production Model with MINERvA Data [Текст] / P. Stowell [и др.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Т. 100, № 7. — С. 072005. — arXiv: [1903.01558](https://arxiv.org/abs/1903.01558) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/hep-ex)].
102. Neutrino-nucleus quasi-elastic and 2p2h interactions up to 10 GeV [Текст] / R. Gran [и др.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Т. 88, № 11. — С. 113007. — arXiv: [1307.8105](https://arxiv.org/abs/1307.8105) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph)].
103. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise [Текст] / M. Ester [и др.]. — 1996. — Дек. — URL: <https://www.osti.gov/biblio/421283>.
104. *Hough, P. V.* METHOD AND MEANS FOR RECOGNIZING COMPLEX PATTERNS [Текст] / P. V. Hough. — 1962. — Дек.
105. *Dunn, J. C.* A Fuzzy Relative of the ISODATA Process and Its Use in Detecting Compact Well-Separated Clusters [Текст] / J. C. Dunn // Journal of Cybernetics. — 1973. — Т. 3, № 3. — С. 32—57. — eprint: <https://doi.org/10.1080/01969727308546046>. — URL: <https://doi.org/10.1080/01969727308546046>.
106. *Kalman, R. E.* A New Approach to Linear Filtering And Prediction Problems [Текст] / R. E. Kalman // ASME Journal of Basic Engineering. — 1960.

107. Going Deeper with Convolutions [Текст] / C. Szegedy [и др.]. — 2014. — arXiv: [1409.4842 \[cs.CV\]](#).
108. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis [Текст] / A. Hocker [и др.]. — 2007. — Март. — arXiv: [physics/0703039](#).
109. *Brun, R.* ROOT: An object oriented data analysis framework [Текст] / R. Brun, F. Rademakers // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. M. Weren, D. Perret-Gallix. — 1997. — Т. 389. — С. 81–86.
110. *Feldman, G. J.* A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals [Текст] / G. J. Feldman, R. D. Cousins // Phys. Rev. D. — 1998. — Т. 57. — С. 3873–3889. — arXiv: [physics/9711021](#).
111. Neutrino Flux Predictions for the NuMI Beam [Текст] / L. Aliaga [и др.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Т. 94, № 9. — С. 092005. — arXiv: [1607.00704 \[hep-ex\]](#). — [Addendum: Phys.Rev.D 95, 039903 (2017)].
112. Measurement of Charged Pion Production Yields off the NuMI Target [Текст] / J. M. Paley [и др.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Т. 90, № 3. — С. 032001. — arXiv: [1404.5882 \[hep-ex\]](#).
113. *Day, M.* Differences in Quasi-Elastic Cross-Sections of Muon and Electron Neutrinos [Текст] / M. Day, K. S. McFarland // Phys. Rev. D. — 2012. — Т. 86. — С. 053003. — arXiv: [1206.6745 \[hep-ph\]](#).
114. Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Т. 96, № 9. — С. 092006. — arXiv: [1707.01048 \[hep-ex\]](#). — [Erratum: Phys.Rev.D 98, 019902 (2018)].
115. *Golan, T.* Final State Interactions Effects in Neutrino-Nucleus Interactions [Текст] / T. Golan, C. Juszczak, J. T. Sobczyk // Phys. Rev. C. — 2012. — Т. 86. — С. 015505. — arXiv: [1202.4197 \[nucl-th\]](#).
116. *Wilks, S. S.* The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses [Текст] / S. S. Wilks // Annals Math. Statist. — 1938. — Т. 9, № 1. — С. 60–62.
117. *Feldman, G.* Notes on the Inclusion of Nuisance Parameters in the Unified Approach [Текст] / G. Feldman. — 2016. — Внутренний документ коллаборации NOvA, DocDB-15884.
118. *Read, A. L.* Presentation of search results: The CL(s) technique [Текст] / A. L. Read // J. Phys. G / под ред. M. R. Whalley, L. Lyons. — 2002. — Т. 28. — С. 2693–2704.
119. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 2: The Physics Program for DUNE at LBNF [Текст] / R. Acciarri [и др.]. — 2015. — Дек. — arXiv: [1512.06148 \[physics.ins-det\]](#).
120. First measurement of muon-neutrino disappearance in NOvA [Текст] / P. Adamson [и др.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Т. 93, № 5. — С. 051104. — arXiv: [1601.05037 \[hep-ex\]](#).

121. First measurement of electron neutrino appearance in NOvA [Текст] / P. Adamson [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Т. 116, № 15. — С. 151806. — arXiv: [1601.05022](https://arxiv.org/abs/1601.05022) [[hep-ex](#)].
122. Constraints on Oscillation Parameters from ν_e Appearance and ν_μ Disappearance in NOvA [Текст] / P. Adamson [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Т. 118, № 23. — С. 231801. — arXiv: [1703.03328](https://arxiv.org/abs/1703.03328) [[hep-ex](#)].
123. *Kelly, K. J.* Matter Density Profile Shape Effects at DUNE [Текст] / K. J. Kelly, S. J. Parke // Phys. Rev. D. — 2018. — Т. 98, № 1. — С. 015025. — arXiv: [1802.06784](https://arxiv.org/abs/1802.06784) [[hep-ph](#)].
124. GNA website [Текст]. — <http://gna.pages.jinr.ru/gna/>.
125. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics [Текст] / G. Cowan [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2011. — Т. 71. — С. 1554. — arXiv: [1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727) [[physics.data-an](#)]. — [Erratum: Eur.Phys.J.C 73, 2501 (2013)].
126. The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations [Текст] / I. Esteban [и др.]. — 2020. — Июль. — arXiv: [2007.14792](https://arxiv.org/abs/2007.14792) [[hep-ph](#)].
127. The NOvA simulation chain [Текст] / A. Aurisano [и др.] // J. Phys. Conf. Ser. — 2015. — Т. 664, № 7. — С. 072002.
128. *Kakorin, I. D.* A unified empirical model for quasielastic interactions of neutrino and antineutrino with nuclei [Текст] / I. D. Kakorin, K. S. Kuzmin, V. A. Naumov // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2019. — eprint: <http://theor.jinr.ru/NeutrinoOscillations/Papers/PEPANL2020.pdf>.
129. *Wolcott, J.* Impact of cross section uncertainties on NOvA oscillation analyses [Текст] / J. Wolcott // PoS. — 2019. — Т. NuFACT2018. — С. 098. — arXiv: [1812.05653](https://arxiv.org/abs/1812.05653) [[hep-ex](#)].
130. Improvements in the NOvA Detector Simulation based on JINR stand measurements [Текст] / O. Samoylov [и др.]. — 2019. — eprint: <http://ceur-ws.org/Vol-2507/439-442-paper-81.pdf>.
131. *Yu, S.* Cherenkov Light in Liquid Scintillator at the NOvA Experiment [Текст] / S. Yu // Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society. — 10.2019. — arXiv: [1910.07035](https://arxiv.org/abs/1910.07035) [[physics.ins-det](#)].
132. *Sutton, A.* The NOvA Test Beam Program [Текст] / A. Sutton // PoS. — 2018. — Т. NuFACT2018. — С. 058.
133. Context-Enriched Identification of Particles with a Convolutional Network for Neutrino Events [Текст] / F. Psihas [и др.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Т. 100, № 7. — С. 073005. — arXiv: [1906.00713](https://arxiv.org/abs/1906.00713) [[physics.ins-det](#)].
134. Improved Energy Reconstruction in NOvA with Regression Convolutional Neural Networks [Текст] / P. Baldi [и др.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Т. 99, № 1. — С. 012011. — arXiv: [1811.04557](https://arxiv.org/abs/1811.04557) [[physics.ins-det](#)].
135. Measurement of the neutrino mixing angle θ_{23} in NOvA [Текст] / P. Adamson [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Т. 118, № 15. — С. 151802. — arXiv: [1701.05891](https://arxiv.org/abs/1701.05891) [[hep-ex](#)].

136. Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity [Текст] / P. F. de Salas [и др.] // Phys. Lett. B. — 2018. — Т. 782. — С. 633–640. — arXiv: [1708.01186](https://arxiv.org/abs/1708.01186) [hep-ph].
137. Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Т. 112. — С. 061802. — arXiv: [1311.4750](https://arxiv.org/abs/1311.4750) [hep-ex].
138. *Wendell, R.* Atmospheric Results from Super-Kamiokande [Текст] / R. Wendell // AIP Conf. Proc. / под ред. E. Kearns. — 2015. — Т. 1666, № 1. — С. 100001. — arXiv: [1412.5234](https://arxiv.org/abs/1412.5234) [hep-ex].
139. Measurements of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by the T2K experiment with 6.6×10^{20} protons on target [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 91, № 7. — С. 072010. — arXiv: [1502.01550](https://arxiv.org/abs/1502.01550) [hep-ex].
140. Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Т. 97, № 7. — С. 072001. — arXiv: [1710.09126](https://arxiv.org/abs/1710.09126) [hep-ex].
141. *Tanaka, H.* T2K: Latest results [Текст] / H. Tanaka. — July 2016. — URL: https://cdn.eventsforce.net/files/ef-q5vmtsq56tk6/website/582/t2k_neutrino_2016.pdf ; Neutrino 2016.
142. Updated fit to three neutrino mixing: exploring the accelerator-reactor complementarity [Текст] / I. Esteban [и др.] // JHEP. — 2017. — Т. 01. — С. 087. — arXiv: [1611.01514](https://arxiv.org/abs/1611.01514) [hep-ph].
143. *Sanchez, M.* NOvA Results and Prospects [Текст] / M. Sanchez. — June 2018. — URL: <https://zenodo.org/record/1286758#.YBumSS16BBw> ; Neutrino 2018.
144. *Wascko, M.* T2K Status, Results, and Plans [Текст] / M. Wascko. — June 2018. — URL: https://zenodo.org/record/1286752#.X_SyjC9c7AI ; Neutrino 2018.
145. Global analysis of three-flavour neutrino oscillations: synergies and tensions in the determination of θ_{23} , δ_{CP} , and the mass ordering [Текст] / I. Esteban [и др.] // JHEP. — 2019. — Т. 01. — С. 106. — arXiv: [1811.05487](https://arxiv.org/abs/1811.05487) [hep-ph].
146. 2020 Global reassessment of the neutrino oscillation picture [Текст] / P. de Salas [и др.]. — 2020. — ИЮНЬ. — arXiv: [2006.11237](https://arxiv.org/abs/2006.11237) [hep-ph].
147. Precision constraints for three-flavor neutrino oscillations from the full MINOS+ and MINOS data set [Текст] / P. Adamson [и др.]. — 2020. — ИЮНЬ. — arXiv: [2006.15208](https://arxiv.org/abs/2006.15208) [hep-ex].
148. *Himmel, A.* New Oscillation Results from the NOvA Experiment [Текст] / A. Himmel. — 2020. — URL: <https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187840/attachments/130740/159597%20/NOvA-Oscillations-NEUTRINO2020.pdf> ; NEUTRINO.
149. *Nakajima, Y.* Recent results and future prospects from Super-Kamiokande [Текст] / Y. Nakajima. — 2020. — URL: https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187863/attachments/129474/159089/%20nakajima%5C_Neutrino2020.pdf ; NEUTRINO.

150. *Dunne, P.* Latest Neutrino Oscillation Results from T2K [Текст] / P. Dunne. — 2020. — URL: https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187830/attachments/129636/%20159603/T2K%5C_Neutrino2020.pdf ; NEUTRINO.
151. Determining neutrino oscillation parameters from atmospheric muon neutrino disappearance with three years of IceCube DeepCore data [Текст] / M. G. Aartsen [и др.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 91, № 7. — С. 072004. — arXiv: [1410.7227](https://arxiv.org/abs/1410.7227) [hep-ex].
152. Precise Measurement of the Neutrino Mixing Parameter θ_{23} from Muon Neutrino Disappearance in an Off-Axis Beam [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Т. 112, № 18. — С. 181801. — arXiv: [1403.1532](https://arxiv.org/abs/1403.1532) [hep-ex].
153. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations [Текст] / K. Abe [и др.] // Nature. — 2020. — Т. 580, № 7803. — С. 339–344. — arXiv: [1910.03887](https://arxiv.org/abs/1910.03887) [hep-ex]. — [Erratum: Nature 583, E16 (2020)].
154. Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations at 6–56 GeV with IceCube DeepCore [Текст] / M. Aartsen [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 120, № 7. — С. 071801. — arXiv: [1707.07081](https://arxiv.org/abs/1707.07081) [hep-ex].
155. New Measurement of Antineutrino Oscillation with the Full Detector Configuration at Daya Bay [Текст] / F. P. An [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Т. 115, № 11. — С. 111802. — arXiv: [1505.03456](https://arxiv.org/abs/1505.03456) [hep-ex].
156. Observation of Energy and Baseline Dependent Reactor Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment [Текст] / J. H. Choi [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Т. 116, № 21. — С. 211801. — arXiv: [1511.05849](https://arxiv.org/abs/1511.05849) [hep-ex].
157. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment [Текст] / F. P. An [и др.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Т. 95, № 7. — С. 072006. — arXiv: [1610.04802](https://arxiv.org/abs/1610.04802) [hep-ex].
158. Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay [Текст] / D. Adey [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 121, № 24. — С. 241805. — arXiv: [1809.02261](https://arxiv.org/abs/1809.02261) [hep-ex].
159. Measurement of Reactor Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency at RENO [Текст] / G. Bak [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 121, № 20. — С. 201801. — arXiv: [1806.00248](https://arxiv.org/abs/1806.00248) [hep-ex].
160. *Yoo, J.* Recent Results from RENO Experiment [Текст] / J. Yoo. — 2020. — URL: <https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187886/attachments/130339/158753/%20Neutrino2020YooRENO.pdf> ; NEUTRINO.
161. Combined Analysis of Neutrino and Antineutrino Oscillations at T2K [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Т. 118, № 15. — С. 151801. — arXiv: [1701.00432](https://arxiv.org/abs/1701.00432) [hep-ex].

162. Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2×10^{21} Protons on Target [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 121, № 17. — С. 171802. — arXiv: [1807.07891](https://arxiv.org/abs/1807.07891) [hep-ex].
163. NOvA and T2K joint analysis announcement [Текст]. — <https://t2k-experiment.org/2018/01/t2k-nova-announce/>.
164. Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment [Текст] / M. Apollonio [и др.] // Phys. Lett. B. — 1999. — Т. 466. — С. 415–430. — arXiv: [hep-ex/9907037](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9907037).
165. Search for neutrino oscillations at the Palo Verde nuclear reactors [Текст] / F. Boehm [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Т. 84. — С. 3764–3767. — arXiv: [hep-ex/9912050](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9912050).
166. Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND [Текст] / A. Gando [и др.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Т. 83. — С. 052002. — arXiv: [1009.4771](https://arxiv.org/abs/1009.4771) [hep-ex].
167. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam [Текст] / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Т. 107. — С. 041801. — arXiv: [1106.2822](https://arxiv.org/abs/1106.2822) [hep-ex].
168. Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS [Текст] / P. Adamson [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Т. 107. — С. 181802. — arXiv: [1108.0015](https://arxiv.org/abs/1108.0015) [hep-ex].
169. Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment [Текст] / Y. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108. — С. 131801. — arXiv: [1112.6353](https://arxiv.org/abs/1112.6353) [hep-ex].
170. Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment [Текст] / J. Ahn [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108. — С. 191802. — arXiv: [1204.0626](https://arxiv.org/abs/1204.0626) [hep-ex].
171. Final results of the search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA detector in the CNGS beam [Текст] / N. Agafonova [и др.] // JHEP. — 2018. — Т. 06. — С. 151. — arXiv: [1803.11400](https://arxiv.org/abs/1803.11400) [hep-ex].
172. New measurement of θ_{13} via neutron capture on hydrogen at Daya Bay [Текст] / F. An [и др.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Т. 93, № 7. — С. 072011. — arXiv: [1603.03549](https://arxiv.org/abs/1603.03549) [hep-ex].
173. *Bezerra, T.* New Results from the Double Chooz Experiment [Текст] / T. Bezerra. — 2020. — URL: https://indico.fnal.gov/event/43209/contributions/187822/attachments/129095/20158797/DoubleChooz%5C_Neutrino2020%5C_thiago%5C_vFinal.pdf ; NEUTRINO.
174. Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters [Текст] / Q. Ahmad [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 89. — С. 011302. — arXiv: [nucl-ex/0204009](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0204009).
175. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande I data [Текст] / S. Fukuda [и др.] // Phys. Lett. B. — 2002. — Т. 539. — С. 179–187. — arXiv: [hep-ex/0205075](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0205075).

176. Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory [Текст] / B. Aharmim [и др.] // Phys. Rev. C. — 2013. — Т. 88. — С. 025501. — arXiv: [1109.0763](https://arxiv.org/abs/1109.0763) [[nucl-ex](#)].
177. *Jelley, N.* The Sudbury Neutrino Observatory [Текст] / N. Jelley, A. B. McDonald, R. Robertson // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2009. — Т. 59. — С. 431—465.
178. *Petcov, S.* The LMA MSW solution of the solar neutrino problem, inverted neutrino mass hierarchy and reactor neutrino experiments [Текст] / S. Petcov, M. Piai // Phys. Lett. B. — 2002. — Т. 533. — С. 94—106. — arXiv: [hep-ph/0112074](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0112074).
179. Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment [Текст] / S. Andringa [и др.] // Adv. High Energy Phys. — 2016. — Т. 2016. — С. 6194250. — arXiv: [1508.05759](https://arxiv.org/abs/1508.05759) [[physics.ins-det](#)].
180. Reactor On-Off Antineutrino Measurement with KamLAND [Текст] / A. Gando [и др.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Т. 88, № 3. — С. 033001. — arXiv: [1303.4667](https://arxiv.org/abs/1303.4667) [[hep-ex](#)].
181. *Suzuki, A.* Antineutrino Science in KamLAND [Текст] / A. Suzuki // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Т. 74, № 10. — С. 3094. — arXiv: [1409.4515](https://arxiv.org/abs/1409.4515) [[hep-ex](#)].
182. Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND [Текст] / T. Araki [и др.] // Nature. — 2005. — Т. 436. — С. 499—503.
183. Introduction of Gadolinium into Super-Kamiokande and the Start of New Observations [Текст]. — URL: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/news/2020/08/sk-gd-detail-e.html>.
184. *Beacom, J. F.* GADZOOKS! Anti-neutrino spectroscopy with large water Cherenkov detectors [Текст] / J. F. Beacom, M. R. Vagins // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Т. 93. — С. 171101. — arXiv: [hep-ph/0309300](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0309300).
185. *Schwetz-Mangold, T.* Private Communication [Текст] / T. Schwetz-Mangold, M. Maltoni, C. Gonzalez-Garcia. — 2020.
186. Improved Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay [Текст] / F. P. An [и др.] // Chin. Phys. C. — 2017. — Т. 41, № 1. — С. 013002. — arXiv: [1607.05378](https://arxiv.org/abs/1607.05378) [[hep-ex](#)].
187. Neutrino Physics with JUNO [Текст] / F. An [и др.] // J. Phys. G. — 2016. — Т. 43, № 3. — С. 030401. — arXiv: [1507.05613](https://arxiv.org/abs/1507.05613) [[physics.ins-det](#)].
188. *Jiang, M.* Study of the neutrino mass hierarchy with the atmospheric neutrino data collected in Super-Kamiokande IV [Текст] / M. Jiang. — URL: http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/_pdf/articles/2019/mjiang_dt.pdf ; PhD thesis.
189. Combined sensitivity to the neutrino mass ordering with JUNO, the IceCube Upgrade, and PINGU [Текст] / M. Aartsen [и др.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Т. 101, № 3. — С. 032006. — arXiv: [1911.06745](https://arxiv.org/abs/1911.06745) [[hep-ex](#)].
190. Physics Potential of the ICAL detector at the India-based Neutrino Observatory (INO) [Текст] / S. Ahmed [и др.] // Pramana. — 2017. — Т. 88, № 5. — С. 79. — arXiv: [1505.07380](https://arxiv.org/abs/1505.07380) [[physics.ins-det](#)].

191. Physics potentials with the second Hyper-Kamiokande detector in Korea [Текст] / К. Abe [и др.] // PTEP. — 2018. — Т. 2018, № 6. — С. 063C01. — arXiv: [1611.06118 \[hep-ex\]](#).
192. Physics potential of the ESS ν SB [Текст] / М. Blennow [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Т. 80, № 3. — С. 190. — arXiv: [1912.04309 \[hep-ph\]](#).
193. *Ishihara, A.* The IceCube Upgrade – Design and Science Goals [Текст] / A. Ishihara // PoS. — 2020. — Т. ICRC2019. — С. 1031. — arXiv: [1908.09441 \[astro-ph.HE\]](#).
194. *Santen, J. van.* IceCube-Gen2: the next-generation neutrino observatory for the South Pole [Текст] / J. van Santen // PoS. — 2018. — Т. ICRC2017. — С. 991.
195. PINGU: A Vision for Neutrino and Particle Physics at the South Pole [Текст] / М. Aartsen [и др.] // J. Phys. G. — 2017. — Т. 44, № 5. — С. 054006. — arXiv: [1607.02671 \[hep-ex\]](#).
196. Letter of intent for KM3NeT 2.0 [Текст] / S. Adrian-Martinez [и др.] // J. Phys. G. — 2016. — Т. 43, № 8. — С. 084001. — arXiv: [1601.07459 \[astro-ph.IM\]](#).
197. Baikal-GVD: status and prospects [Текст] / А. Avrorin [и др.] // EPJ Web Conf. / под ред. V. Volkova [и др.]. — 2018. — Т. 191. — С. 01006. — arXiv: [1808.10353 \[astro-ph.IM\]](#).
198. The Opportunity Offered by the ESSnuSB Project to Exploit the Larger Leptonic CP Violation Signal at the Second Oscillation Maximum and the Requirements of This Project on the ESS Accelerator Complex [Текст] / E. Wildner [и др.] // Adv. High Energy Phys. — 2016. — Т. 2016. — С. 8640493. — arXiv: [1510.00493 \[physics.ins-det\]](#).
199. *Nunokawa, H.* CP Violation and Neutrino Oscillations [Текст] / H. Nunokawa, S. J. Parke, J. W. Valle // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2008. — Т. 60. — С. 338–402. — arXiv: [0710.0554 \[hep-ph\]](#).
200. The ESS ν SB Project [Текст] / E. Bouquerel [и др.] // PoS. — 2020. — Т. NuFact2019. — С. 024.
201. *Berger, C.* Lepton mass effects in single pion production by neutrinos [Текст] / C. Berger, L. M. Sehgal // Phys. Rev. D. — 2007. — Т. 76. — С. 113004. — arXiv: [0709.4378 \[hep-ph\]](#).
202. Using world charged π^\pm –nucleus scattering data to constrain an intranuclear cascade model [Текст] / E. S. Pinzon Guerra [и др.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Т. 99, № 5. — С. 052007. — arXiv: [1812.06912 \[hep-ex\]](#).

Публикации автора по теме диссертации

- A1. First Measurement of Neutrino Oscillation Parameters using Neutrinos and Antineutrinos by NO ν A [Текст] / М. Acero [и др.] // **Phys. Rev. Lett.** (импакт-фактор 8.448). — 2019. — Т. 123, № 15. — С. 151803. — arXiv: [1906.04907 \[hep-ex\]](#).

- A2. New constraints on oscillation parameters from ν_e appearance and ν_μ disappearance in the NOvA experiment [Текст] / М. Acero [и др.] // **Phys. Rev. D** (импакт-фактор 4.719). — 2018. — Т. 98. — С. 032012. — arXiv: [1806.00096](https://arxiv.org/abs/1806.00096) [[hep-ex](#)].
- A3. *Kolupaeva, L.* Matter effect in neutrino oscillations for long-baseline experiments [Текст] / L. Kolupaeva, O. Samoylov, I. Shandrov // **Phys. Part. Nucl. Lett.** (импакт-фактор 0.621). — 2017. — Т. 14, № 7. — С. 975–980.
- A4. *Колупаева, Л.* Изучение нейтринных осцилляций в эксперименте NOvA [Текст] / Л. Колупаева, О. Самойлов // **Ядерная физика** (импакт-фактор 0.568). — 2021. — Т. 84, № 1.
- A5. *Колупаева, Л.* Статус и перспективы исследования осцилляций трех типов нейтрино [Текст] / Л. Колупаева, А. Ольшевский, О. Самойлов // **Физика элементарных частиц и атомного ядра** (импакт-фактор 0.409). — 2021. — Т. 52, № 3.
- A6. Some uncertainties of neutrino oscillation effect in the NOvA experiment [Текст] / L. D. Kolupaeva [и др.] // **Mod. Phys. Lett. A** (импакт-фактор 1.399). — 2016. — Т. 31, № 12. — С. 1650077. — arXiv: [1603.07451](https://arxiv.org/abs/1603.07451) [[hep-ph](#)].
- A7. *Kolupaeva, L.* Latest three-flavor neutrino oscillation results from NOvA [Текст] / L. Kolupaeva // **EPS—HEP2019**. — 2020. — С. 395.
- A8. *Kolupaeva, L.* Recent three-flavor neutrino oscillation results from the NOvA experiment [Текст] / L. Kolupaeva // **J. Phys. Conf. Ser., ICCPA-2020** / под ред. Р. Teterin. — 2020. — Т. 1690, № 1. — С. 012172.

Приложение А

Экстраполяция с бинами поперечного импульса для анализа данных NOvA 2020 года

Отобранные события в БД и ДД имеют разные кинематические характеристики из-за разных размеров детекторов. Поэтому процедура экстраполяции может быть не совершенной и не позволяет сокращать полноценно систематические неопределенности. Решением этой проблемы является экстраполяция в бинах поперечного импульса в дополнение к экстраполяции по реконструированной энергии. В БД ввиду размеров критериями отбора анализа вырезается достаточно большая область пространства значений поперечного импульса событий. На Рисунке A.1 представлены значения поперечного импульса событий, отобранных в БД и ДД для анализа появления ν_e и исчезновения ν_μ , для предсказаний которых используются отобранные в БД ν_μ события. Спектр БД смещен в сторону низких значений.

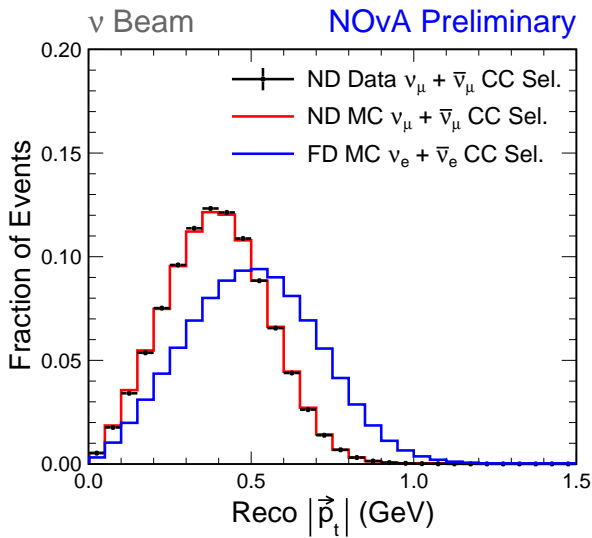


Рисунок A.1 — Поперечные импульсы отобранных в БД и ДД событий для анализа данных появления ν_e в пучке нейтрино.

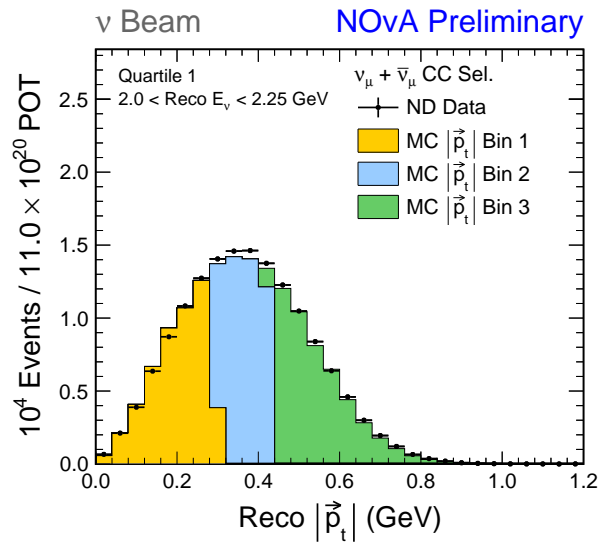


Рисунок A.2 — Границы бинов по поперечному импульсу на примере первого энергетического квантиля.

Каждый квантиль по энергии разбивается на три спектра для разных значений поперечного импульса. На Рисунке A.2 показаны границы квантилей для поперечного импульса на примере первого энергетического квантиля. Границы выбираются так, чтобы во всех бинах гистограммы было примерно одинаковое число событий. Каждый спектр из $E \times p_T$ квантилей экстраполируется независимо в ДД. Бины поперечного импульса схлопываются в единый энергетический спектр для подгонки данных. Пример экстраполируемых спектров БД для трех бинов поперечного импульса представлен на Рисунке A.3.

Основной причиной для такого вида экстраполяции было корректное сокращение систематических неопределенностей. Сравнение экстраполяции в дополнительных бинах поперечного импульса и просто реконструированной энергии для величины систематических

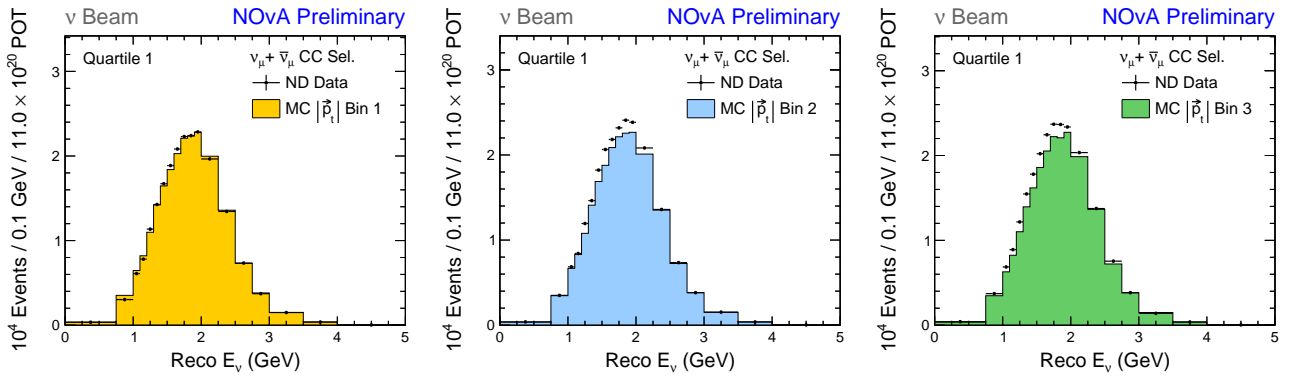


Рисунок А.3 — Три спектра по бинам поперечного импульса, используемые для экстраполяции из БД в ДД.

неопределенностей представлено на Рисунке А.4. В результате новой экстраполяции систематика на нейтринные взаимодействия сократилась на 30%. Однако, из-за появления p_T в экстраполяции возросла неопределенность в реконструкции лептона из-за зависимости p_T от угла вылета лептона. Экстраполяция только в терминах реконструированной энергии не имеет чувствительности к этому углу. Стоит отметить, что природа этих неопределенностей хорошо известна и их увеличение не слишком большая цена за уменьшение систематических неопределенностей, связанных с взаимодействиями нейтрино.

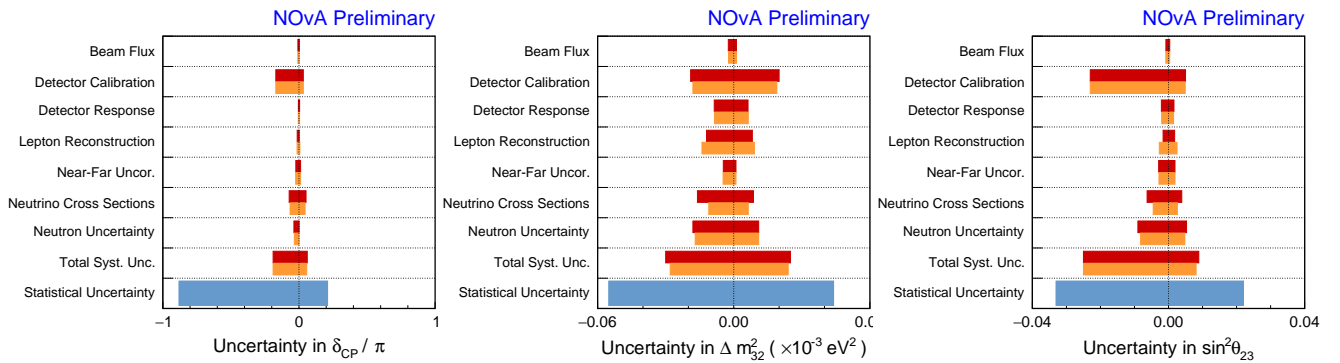


Рисунок А.4 — Сравнение величины систематических неопределенностей при экстраполяции в бинах поперечного импульса и реконструированной энергии (желтый) и просто реконструированной энергии (красный) для измеряемых осцилляционных параметров.

Приложение Б

Систематические неопределенности в анализе данных 2020 года

В 2020 году Монте-Карло эксперимента генерировалось с более высокой версией GENIE v3.0.6, в которой представлены новые по сравнению с версией v2.12.2 модели сечений взаимодействия нейтрино. Помимо этого, GENIE 3 предоставляет пакеты взаимодействий, в которые входят теоретические модели с настройками параметров глобальных экспериментальных данных. Это, как и ряд других изменений, включая новую экстраполяцию, привели к изменению списка варьируемых систематических неопределенностей в подгонке данных.

Изменения в GENIE v3.0.6 по сравнению с v2.12.2 следующие:

- новая модель QE взаимодействий группы из Валенсии [97], которая вместо модели Ферми-газа для состояния ядра до взаимодействия использует модель локального Ферми-газа с поправками из приближения случайных фаз; таким образом, этой части настройки, которая делалась в NOvA, более не требуется, как и изменение в значении M_A ;
- новая модель [102] для MEC взаимодействий 2p2h, поскольку модели для нейтральных токов этой группой не предоставляется, то NOvA продолжает использовать “эмпирическую модель MEC” для этих взаимодействий;
- новая модель Бергера-Сегала [201] для RES, которая была настроена GENIE таким образом, чтобы лучше совпадать с данными $\nu^2 D$ рассеяния; в этой модели изначально производится меньше событий в области малых значений переданной энергии, т.о. дополнительного подавления не требуется;
- старая модель DIS, но параметры которой были настроены относительно данных по рассеянию $\nu^2 D$; искусственное уменьшение данных для DIS взаимодействий с рождением π более не требуется, поскольку это идет по умолчанию в GENIE 3;
- каскадная модель конечных взаимодействий, параметры которой настраивались в NOvA по данным $\pi^+ {}^{12}\text{C}$ [202]; выбор модели обоснован будущим совместным анализом с T2K, который использует каскадную модель FSI.

Таким образом, процедура перевзвешивания, которая применялась в NOvA в 2018–2019 годах, упростилась до настраивания двух компонент с помощью данных БД NOvA: MEC взаимодействия и взаимодействий в конечном состоянии.

Лист систематических неопределенностей для анализа 2020 года претерпел следующие изменения.

- Из-за изменения части моделей нейтринных взаимодействий поменялись и внутренние неопределенности в GENIE, основные замечания:
 - в GENIE 3 для квазиупругой модели используется формализм разложения форм-факторов по малому параметру z (Q^2) [99], коэффициенты разложе-

Таблица 13 — Систематические и статистические неопределенности для измеряемых параметров осцилляций.

Источник	$\sin^2 \theta_{23} (\times 10^{-3})$	δ_{CP}/π	$\Delta m_{32}^2 (\times 10^{-3}) \text{ эВ}^2$
Пучок	+0.34 / -0.8	+0.0023 / -0.0099	+0.0014 / -0.0023
Калибровка детектора	+5.0 / -25	+0.028 / -0.17	+0.019 / -0.019
Отклик детектора	+1.6 / -2.1	+0.0041 / -0.0035	+0.0067 / -0.0085
Реконструкция лептонов	+2.6 / -2.0	+0.006 / -0.016	+0.0094 / -0.015
Разница БД и ДД	+2.0 / -1.6	+0.012 / -0.028	+0.0013 / -0.0048
Сечения нейтрино	+2.7 / -3.4	+0.044 / -0.07	+0.0066 / -0.012
Моделирование нейтронов	+4.9 / -7.8	+0.0012 / -0.042	+0.011 / -0.017
Полная систематическая ошибка	+8.3 / -27	+0.054 / -0.19	+0.024 / -0.028
Статистическая ошибка	+22 / -33	+0.21 / -0.87	+0.043 / -0.055

ния варьируются для учета систематических неопределенностей; эти ошибки добавились к списку 2018–2019 годов;

- несмотря на то, что настройки с приближением блуждающей фазы больше не используются, как и на подавление RES с малыми Q^2 , систематическая неопределенность на это приближение все равно осталась включенной в анализ;
 - изменились систематические неопределенности для новой модели конечных взаимодействий (свободный пробег пионов, вероятность поглощения, обмена заряда и квазиупругое взаимодействие);
 - в 2020 году использовалось 12 главных компонент для малых систематических неопределенностей.
- Среди систематических неопределенностей, связанных с калибровкой появилась еще одна, связанная со старением детектора.
 - Систематики, связанные с излучением света сцинтиллятором, были разделены на две группы для каждого детектора, как и связанные с оценкой энергии мюонов.
 - Из-за новой экстраполяции были пересмотрены систематические неопределенности, связанные с аксептансом двух детекторов и реконструкций лептона.
 - Появилась систематика, учитывающая пуассоновские флуктуации в предсказаниях фона космических мюонов.

Систематические неопределенности резюмированы в Таблице 13.

Приложение В

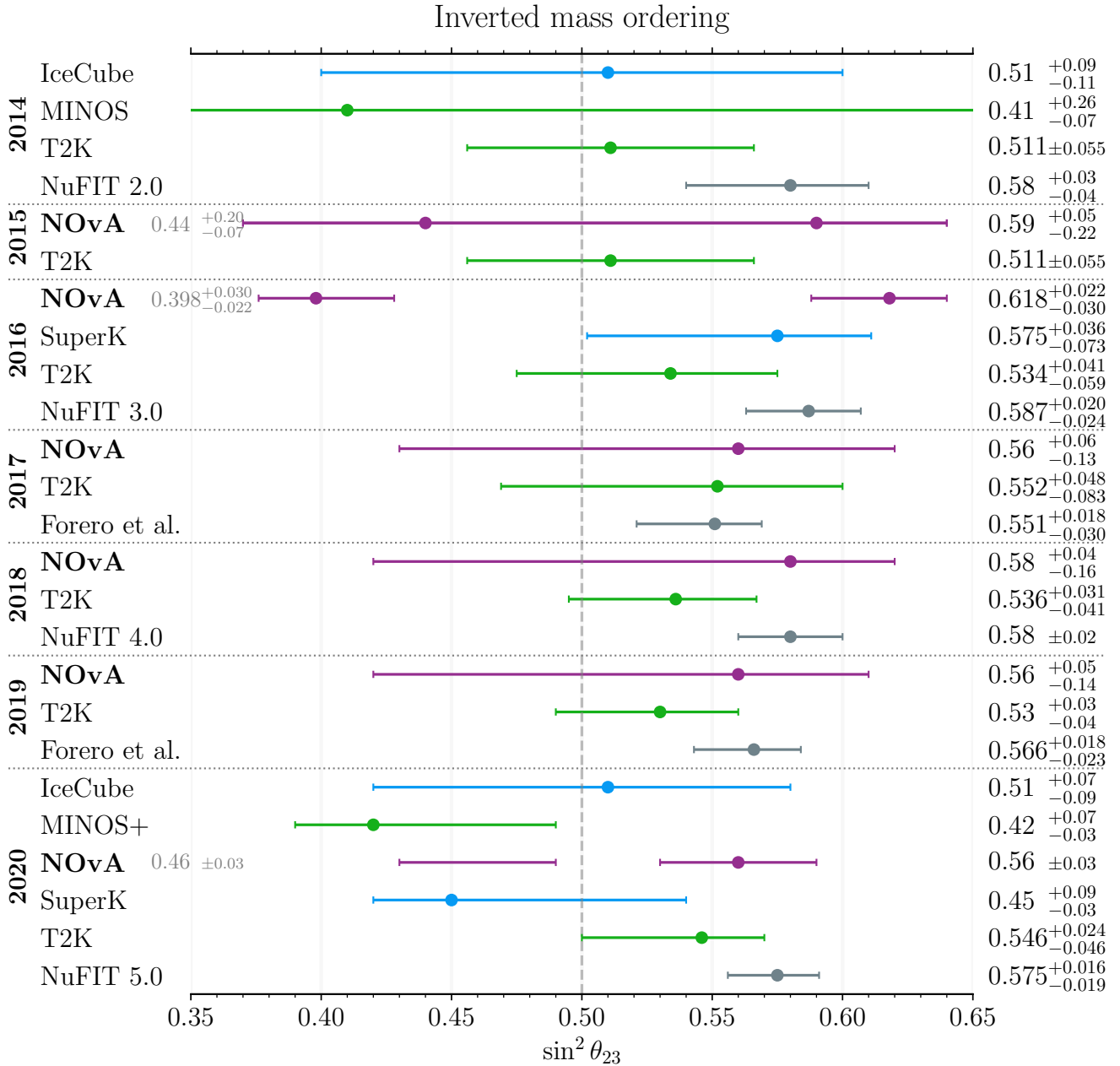
Сравнение результатов, полученных в предположении обратного
порядка масс нейтрино

Рисунок В.1 — Сравнение измерений значений угла смешивания θ_{23} в предположении обратной иерархии, представленных в 2014 – 2020 годах [A1; A2; 48; 61; 114; 120; 126; 135; 136; 138–154].

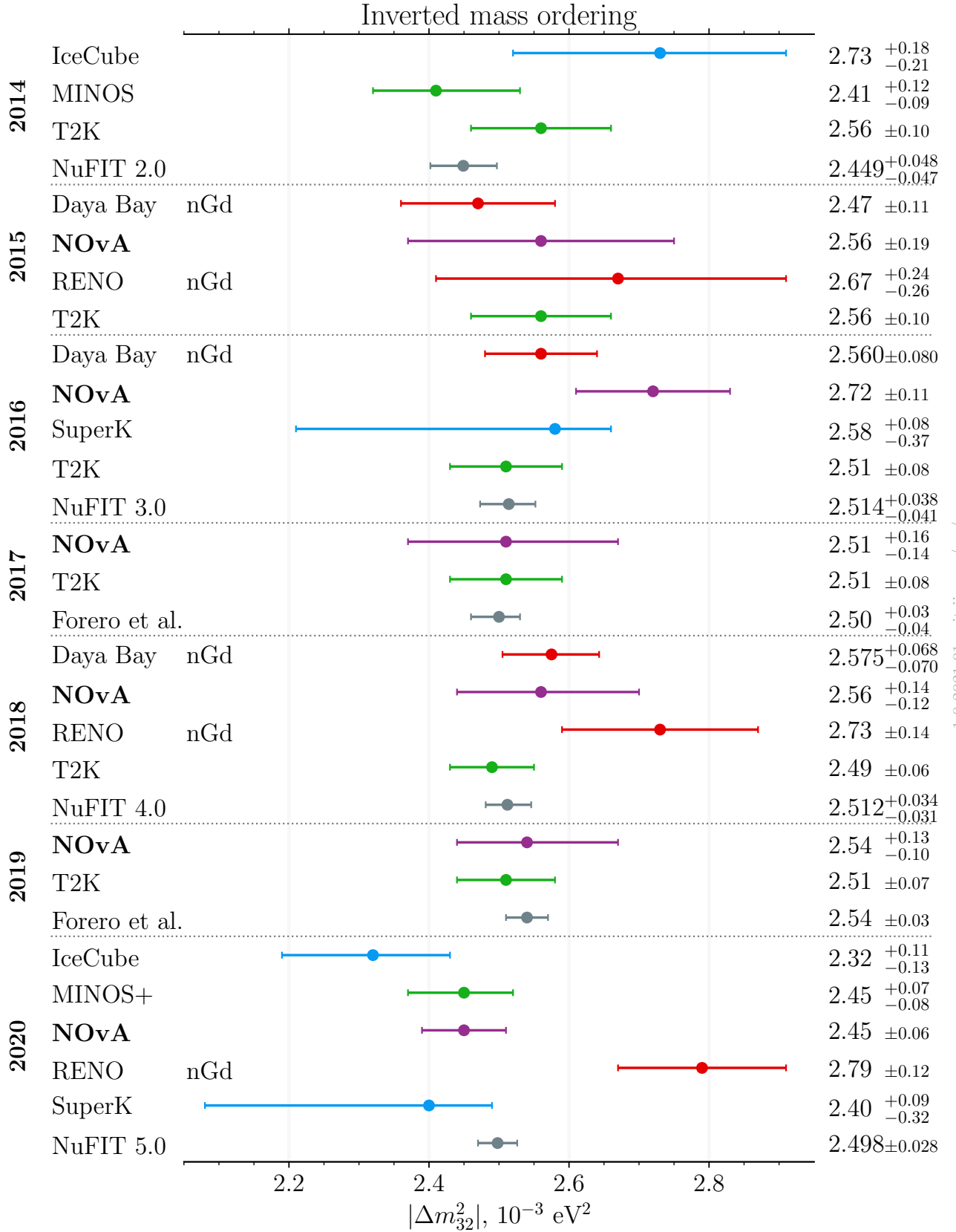


Рисунок В.2 — Сравнение измерений значений расщепления квадратов масс нейтрино Δm_{32}^2 в предположении обратной иерархии, представленных в 2014 – 2020 годах [A1; A2; 48; 61; 114; 120; 126; 135; 136; 138–160].

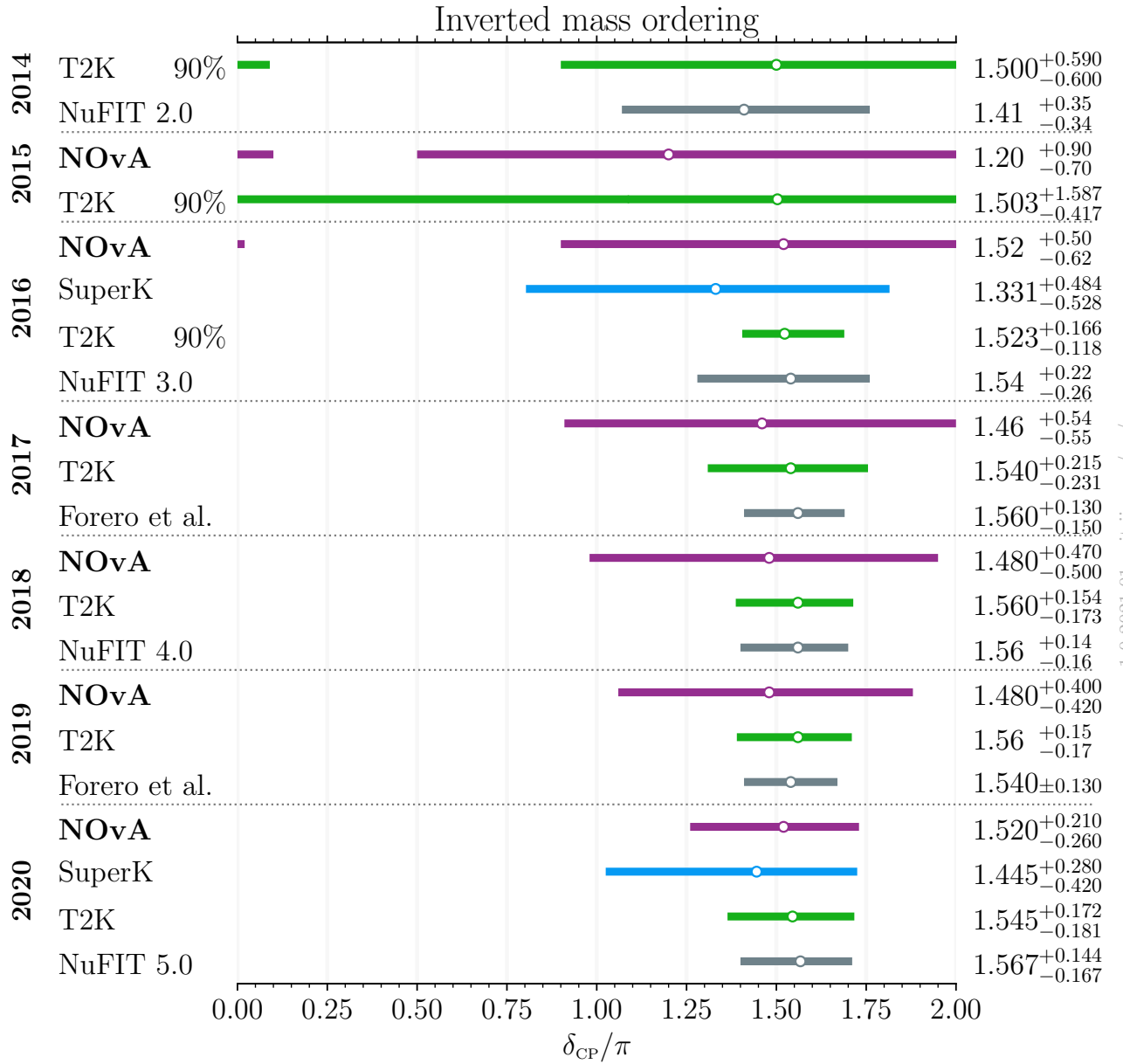


Рисунок В.3 — Сравнение измерений значений фазы нарушения CP четности в лептонном секторе δ_{CP} в предположении обратной иерархии, представленных в 2014 – 2020 годах [A1; A2; 61; 114; 121; 122; 126; 136–146; 148–150; 153].