

ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ.Б.П.КОНСТАНТИНОВА НАЦИОНАЛЬНОГО
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи

Самойлов Рудольф Михайлович

Детектирование осцилляций реакторных антинейтрино и поиск стерильного нейтрино в эксперименте Нейтрино-4

Научная специальность 1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук,
профессор Анатолий Павлович Серебров

Гатчина

2023

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Нейтрино в Стандартной модели и за её пределами	14
1.1 Нейтрино в СМ.....	14
1.2 Осцилляции нейтрино. Масса нейтрино. Смешивание нейтрино.....	16
1.3 Стерильное нейтрино. Аномалии	23
1.3.1 Модель 3+1	24
1.3.2 Эксперимент LSND.....	26
1.3.3 Эксперимент MiniBooNE	27
1.3.4 IceCube	31
1.3.5 Галлиевая аномалия.....	31
1.3.6 Реакторная антинейтринная аномалия.....	33
Глава 2. Подготовка эксперимента Нейтрино-4	37
2.1 Метод относительных измерений.....	37
2.2 Описание детектора	48
2.3 Обработка данных.....	58
2.4 Место проведения эксперимента.....	60
2.4.1 Реактор СМ-3.....	61
2.4.2 Подготовка помещения	64
2.5 Измерение фоновых условий внутри защиты	69
2.5.1 Фон гамма-излучения	70
2.5.2 Оценка потоков быстрых и тепловых нейтронов	72
2.5.3 Изучение фоновых условий с помощью модели нейтринного детектора.....	75
2.6 Результат борьбы с фоном. Секционирование.....	79
2.6.1 Космический фон, активная защита. Энергетический и временной спектры коррелированных событий.....	79
2.6.2 Моделирование многосекционной структуры.....	85
2.6.3 Влияние АЗ и секционирования на подавление фона.....	88
Глава 3. Эксперимент Нейтрино-4.....	94
3.1 Энергетическое разрешение.....	94
3.2 Моделирование эксперимента	97

3.3	Энергетическая калибровка полномасштабного детектора.....	101
3.4	Схема передвижения детектора и стабильность измерений.....	105
3.5	Стабильность по измерению фона	108
3.6	Спектр мгновенных сигналов и спектр случайных совпадений	111
Глава 4.	Анализ данных	115
4.1	Сравнение экспериментального спектра антинейтрино с рассчитанным реакторным спектром	115
4.2	Спектрально-независимый метод анализа.....	117
4.3	Монте-Карло моделирование ожидаемых результатов с использованием спектрально-независимого метода анализа.....	119
4.4	Первая фаза анализа данных	123
4.5	Поиск параметров осцилляций	124
4.6	Зависимость потока реакторных антинейтрино от расстояния в диапазоне 6-12 метров ..	128
Глава 5.	Анализ возможных систематических эффектов.....	131
5.1	Фон быстрых нейтронов.....	131
5.2	Спектральная независимость и особенности метода анализа	132
5.3	Влияние условий измерений, зависящих от мощности реактора.....	134
5.4	Неоднородность секций.....	135
5.5	Исключение рядов.....	139
5.6	Систематические ошибки эксперимента	140
5.7	Монте-Карло моделирование эксперимента с учётом статистической точности	140
Глава 6.	Сравнение с другими экспериментами	146
6.1	Реакторные эксперименты	146
6.2	Эксперименты KATRIN и GERDA.....	147
6.3	Галлиевая аномалия и BEST	149
	Заключение.....	154
	Принятые сокращения и обозначения.....	156
	Благодарности.....	157
	Список литературы	158

Введение

Актуальность

О существовании нейтрино известно уже достаточно давно. Новая частица была добавлена к протону и электрону в 1930г. В. Паули [1] для объяснения непрерывности спектра бета-частиц и объяснения «неправильной» статистики ядер азота и лития. На экспериментальное открытие нейтрино ушло ~20 лет. Ф. Райнесу и К. Коуэну [2] удалось наблюдать реакцию обратного бета-распада (ОБР) $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Источником нейтрино послужил реактор Р в Саванна-Ривер. Несмотря на то, что и с момента предсказания, и после экспериментального наблюдения прошло уже довольно много времени, и некоторые свойства нейтрино известны достаточно хорошо, и у нейтрино есть своё место в Стандартной модели (СМ), тем не менее вопросов о том, как устроен нейтринный сектор физики элементарных частиц ещё очень много.

Сложность в изучении нейтрино, начиная от просто регистрации частиц, связаны с малым сечением взаимодействия. Например, сечение взаимодействия антинейтрино с энергией порядка нескольких МэВ с протоном $\sim 10^{-44} \text{см}^2$. Но, с другой стороны, это же обстоятельство даёт и некоторое преимущество, которым можно воспользоваться. Нейтрино, родившееся в результате процессов сложных для наблюдения из-за удалённости (процессы в космосе) или недоступности (активная зона реактора, глубокие слои Земли), может давать неискажённую информацию непосредственно об этих процессах. Также благодаря тому, что ещё многие свойства нейтрино остаются неустановленными, их исследование позволяет рассчитывать на получение результатов, которые не описываются в Стандартной модели.

Одним из таких результатов было открытие эффекта осцилляций. Хлорный эксперимент Р. Дэвиса [3] показал существенный дефицит электронных нейтрино, родившихся на Солнце в термоядерных реакциях и зарегистрированных на Земле

хлор-аргонным детектором, по сравнению с предсказанием Стандартной солнечной модели (ССМ). Эксперимент продолжался в течение длительного времени (между первой публикацией и итоговой прошло 30 лет), и в результате измеренный поток солнечных нейтрино составил $2.56 \pm 0.16_{stat} \pm 0.16_{syst} \text{SNU}$ [4], где SNU (solar neutrino unit) – скорость захвата солнечных нейтрино атомами детектора, $1 \text{SNU} = 10^{-36} \text{с}^{-1} \text{атом}^{-1}$. Стандартная солнечная модель, которая также всё это время уточнялась и подтверждалась в других экспериментах, предсказывала для детектора Р.Дэвиса поток $7.6_{-1.1}^{+1.3} \text{SNU}$ [5]. Метод регистрации нейтрино, использованный в эксперименте Р.Дэвиса был предложен Б. Понтекорво, он же совместно с В. Грибовым предложил гипотезу смешивания электронного и мюонного нейтрино по аналогии со смешиванием в адронном секторе для объяснения результата, наблюдаемого Дэвисом [6]. Явление смешивания приводит к эффекту осцилляций, то есть к переходу нейтрино одного типа (флейвора) в другой. Таким образом появляется ненулевая вероятность регистрации нейтрино типа В в потоке нейтрино типа А, родившихся в каком-либо источнике. Эта вероятность изменяется с расстоянием от источника по периодическому закону, что и проявляется в дефиците солнечных нейтрино, который наблюдал Р. Дэвис. То есть часть электронных нейтрино, родившихся на Солнце (нейтрино других типов на Солнце не рождаются), достигая Земли, переходит в мюонные нейтрино, которые не взаимодействуют с веществом детектора Дэвиса.

Предсказанное в СМ и экспериментально обнаруженное существование нейтральных токов подсказало идею подтверждения гипотезы об осцилляциях и объяснения дефицита нейтрино от Солнца вне зависимости от расчётов ССМ. Реакция через нейтральный ток $\nu_{\alpha} + d \rightarrow p + n + \nu_{\alpha}$ имеет одинаковое сечение для всех нейтрино и позволяет независимо регистрировать поток нейтрино всех типов, а реакция через заряженный ток $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^{-}$ только электронных нейтрино. Регистрация нейтрино от Солнца детектором на тяжёлой воде с помощью этих реакций (а также реакции упругого рассеяния нейтрино на электроны) в

эксперименте SNO [7] показало дефицит только в потоке электронных нейтрино, а поток нейтрино всех типов превышал его почти в три раза, при этом соответствовал и ССМ, и модели нейтринных осцилляций.

Гипотеза осцилляций была независимо подтверждена и в других экспериментах с солнечными нейтрино [8-12], и в наблюдениях за нейтрино, родившихся в атмосфере [13,14], также в эксперименте с реакторными антинейтрино [15-18] и нейтрино, рождённых на ускорителях [19-21].

Самым важным следствием из наблюдения эффекта осцилляций нейтрино является наличие у нейтрино массы, поскольку разность квадратов масс определяет частоту осцилляций и при нулевом значении массы эффекта бы не наблюдалось, тогда как в СМ эти частицы предполагались безмассовыми.

Сравнивая полную ширину распада Z -бозона и парциальные ширины видимых мод распада (на пары кварк-антикварк или заряженный лептон-антилептон), можно получить оценку на количество активных нейтрино, участвующих во взаимодействиях, описываемых СМ: $N_\nu = 2.92 \pm 0.05$ из прямых измерений видимой ширины распада Z -бозона ($N_\nu = 2.996 \pm 0.007$ из фитирования данных LEP-SLC) [22]. В настоящий момент экспериментально обнаружены все три типа нейтрино и антинейтрино, описанные в СМ. Экспериментально получены почти все параметры, связанные с осцилляциями активных нейтрино: значения разности квадратов масс и вещественные параметры матрицы смешивания. Но остаются неизвестными сами массы (существуют только ограничения на массы отдельных типов и на сумму масс). Кроме того, неизвестной на данный момент остаётся иерархия масс, фаза CP -нарушения – ещё один параметр матрицы смешивания, дипольный момент. Неизвестно также является ли нейтрино фермионом дираковского или майорановского типа.

Кроме того, существует ряд экспериментально наблюдаемых аномалий (достоверность отдельных наблюдений $\sim 3-5$ стандартных отклонений), которые

предполагают расширение нейтринной модели с тремя флейворами добавлением ещё одного типа нейтрино.

1. В ускорительных экспериментах LSND [23] и MiniBooNe [24] был обнаружен избыток электронных нейтрино (антинейтрино) в потоке мюонных нейтрино (антинейтрино), которые нельзя объяснить прямыми осцилляциями $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.
2. В экспериментах SAGE [25] и GALLEX [26] при проверке эффективности галлиевых детекторов изотопными источниками электронных нейтрино был обнаружен дефицит нейтринных событий по отношению к ожидаемому значению. Данный результат получил название Галлиевой аномалии (ГА).
3. Новые результаты расчётов спектра антинейтрино [27,28] от реакторов показали, что нейтринный поток должен быть больше, чем измеренный в реакторных экспериментах с короткой базой, то есть наблюдается дефицит реакторных антинейтрино [29]. Таким образом, была заявлена Реакторная антинейтринная аномалия (РАА).

Все три аномалии можно объяснить существованием четвёртого типа нейтрино – стерильного. Предполагается, что у стерильного нейтрино сечение взаимодействия с частицами СМ ещё меньше, поэтому на данном этапе его непосредственная регистрация не представляется возможной. Но за счёт смешивания с тремя флейворами нейтрино из СМ могут наблюдаться осцилляционные эффекты, которые в том числе проявляются как перечисленные выше аномалии.

Кроме того, на существование стерильного нейтрино имеются и некоторые более слабые указания (на уровне достоверности $\sim 90\%$) следующие из анализа данных экспериментов T2K [30] и IceCube [31].

Открытие стерильного нейтрино будет означать первое экспериментальное обнаружение новой частицы, которой нет в Стандартной модели. Кроме того, открытие именно лёгкого стерильного нейтрино с достаточно большим углом смешивания повлечёт за собой также необходимость пересмотра и стандартной

космологической модели Λ CDM, и Стандартной солнечной модели, а также укажет на дираковскую природу нейтрино.

Цель работы

Целью работы является определение параметров осцилляций электронного антинейтрино в стерильное состояние, либо установление верхних ограничений на них и закрытие таким образом возможности объяснения наблюдаемых аномалий с помощью гипотезы стерильного нейтрино с массой ~ 1 эВ. При этом данный результат должен быть получен без использования расчётов ожидаемого потока и ожидаемого спектра антинейтрино.

Для решения этой задачи необходимо проведение измерений спектра реакторных антинейтрино от исследовательского реактора с малым размером активной зоны на различных коротких расстояниях $\sim 6-12$ метров для выявления искажений в спектрах в следствие осцилляций в стерильное состояние методом относительных измерений в условиях фона на поверхности Земли.

Требование независимости результата от модели расчёта ожидаемого спектра говорит о необходимости сравнения только измеренных спектров, для чего в эксперименте используется передвижной секционированный детектор. Данным детектором измеряются поток и спектры антинейтрино на разной удалённости от реактора.

Главным препятствием для решения задачи измерения спектра антинейтрино от исследовательского реактора является то обстоятельство, что реактор СМ-3, на котором проводится исследование, находится на поверхности Земли, и помещения для лабораторий подвержены сильному воздействию космического излучения, а, следовательно, и всем тем проблемам, которые с этим связаны. Таким образом, конкретной задачей является детектирование антинейтрино и определения его энергии в условиях фона на поверхности Земли.

Детектирование антинейтрино происходит через реакцию ОБР, энергия антинейтрино определяется по энергии позитрона. Подавление фона осуществляется различными методами: использованием пассивной и активной защиты, отбором коррелированных событий, секционированием детектора и отбором событий, имеющих характерные для процесса регистрации нейтрино признаки.

Научная новизна

Секционированным перемещаемым детектором были измерены спектры антинейтрино на разном расстоянии от исследовательского реактора.

Измерения спектров антинейтрино выполнено в условиях лаборатории на поверхности Земли, а не в специальной низкофоновой подземной лаборатории с большим значением защиты в метрах водного эквивалента.

Использование стандартных методов подавления фона: пассивная защита, активная защита и отборов коррелированных событий в совокупности с разделением детектора позволило достичь соотношения эффект/фон ~ 0.5 . Секционирование необходимо для точного позиционирования места взаимодействия антинейтрино, но вместе с этим даёт дополнительные критерии отбора нейтринных событий, которые дают возможность подавить фон случайных совпадений в 2.5 раза.

Предложен модельно независимый анализ изменения формы спектра антинейтрино с расстоянием нормировкой на усреднённый по всем расстояниям спектр. Полученные в эксперименте отношения удобно представить в виде зависимости от переменной L/E , где L – расстояния в метрах между точкой рождения антинейтрино в активной зоне реактора и точкой, в которой произошла реакция ОБР, а E – энергия антинейтрино в МэВ. В такой форме удобно сравнивать экспериментальную зависимость с ожидаемой при различных значениях параметров осцилляций.

В результате измерений был обнаружен эффект осцилляций на уровне достоверности 2.7σ . То есть наблюдаемая в результате относительных измерений

зависимость с достоверностью не менее 2.7 стандартных отклонений лучше соответствовала периодическому закону, описывающему эффект осцилляций, а не константе равной единице, которая относится к гипотезе отсутствия осцилляций в стерильное состояние.

По форме зависимости были определены параметры осцилляций электронных антинейтрино в стерильное состояние $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst})\text{эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta = 0.36 \pm 0.12_{stat}$.

Практическая значимость работы

Развитие методов детектирования нейтрино, которое требуется для решения фундаментальных задач, связанных с осцилляциями в стерильное состояние, способствует прогрессу и в решении прикладных задач с использованием нейтрино.

Стерильное нейтрино как новое, четвёртое состояние, которое не взаимодействует с частицами Стандартной Модели известным образом, является указанием на новую физику, которая должна включать в себя взаимодействия, не описанные в Стандартной Модели.

Положения, выносимые на защиту

1. Показана возможность измерения зависимости потока реакторных антинейтрино от расстояния в диапазоне 6 – 12 метров в условиях лаборатории на поверхности Земли. Измеренная зависимость потока от расстояния соответствует функции A/L^2 без заметных отклонений.
2. Использование комбинированной пассивной защиты, активной защиты с дополнительным запретом по времени и секционирование детектора позволяют существенно подавить фон и проводить измерения спектра антинейтрино.
3. Секционированный детектор антинейтрино на основе жидкого сцинтиллятора и ФЭУ только с одной стороны секции, но без оптического контакта может быть использован для измерения энергии антинейтрино, так как светосбор практически не зависит от места сцинтилляции.

4. Модельно-независимым образом без использования расчётов ожидаемого числа нейтринных событий от реактора и энергетического спектра с достоверностью 2.7σ был обнаружен эффект осцилляций антинейтрино в стерильное состояние.
5. Рассмотренные возможные систематические эффекты не являются причиной наблюдения затухающей периодической зависимости от L/E отношения числа зарегистрированных нейтринных сигналов с определёнными L и E к усреднённому по всем расстояниям значению числа нейтринных событий при определённом L .

Структура работы

Работа состоит из введения, краткого рассмотрения явления смешивания нейтрино и эффекта осцилляций, а также современного состояния в этой области, описания подготовки и проведения эксперимента, результата анализа экспериментальных данных и рассмотрения систематических эффектов, сравнения, полученного в работе результата, с результатами некоторых других экспериментов, заключения, благодарностей, списка литературы из 103 ссылки. В работе 166 страницы, 79 рисунков и 9 таблиц.

Публикации

1. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoiloov, A. K. Fomin, V. G. Zinov'ev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Creation of neutrino laboratory for carrying out experiment on search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // Technical Physics 2015, Vol. 60, No. 12, pp. 1863–1871
2. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoylov, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Neutrino-4 experiment on the search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // J. Exp. Theor. Phys., 2015, Vol. 121, No. 4, pp. 578–586

3. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoiloov, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos in the neutrino-4 experiment // JETP Lett. 2017, Vol. 105, No 6, pp. 347-351
4. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoiloov, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Sterile Neutrino Search in the Neutrino-4 Experiment at the SM-3 Reactor // Phys. Part. Nucl. 2018, Vol. 49, No. 4, pp. 701-708
5. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoiloov, A. K. Fomin, A. O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // JETP Letters 2019, Vol. 109, No. 4, pp. 213–221
6. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoiloov, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), New Results of Measurements in the Neutrino-4 Experiment Devoted to Searches for Sterile Neutrinos // Phys. Atom. Nucl. 2020 Vol. 83, No. 6, pp. 930-936
7. A. Serebrov, R. Samoiloov, Analysis of the Results of the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino and Comparison with Results of Other Experiments // JETP Lett, 2020, Vol. 112, Issue 4, pp. 199-212
8. A. P. Serebrov, R. M. Samoiloov, V. G. Ivochkin, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos with the Neutrino-4 experiment and measurement results // Phys. Rev. D, 2021, 104, 032003.

Апробация работы

1. The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, ICPPA 2017, 2-5 October 2017, National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia
2. 13th International Workshop on Applied Antineutrino Physics, IWAAP 2017, 30 November-1 December 2017. Mumbai, India

3. International Workshop on Particle Physics at Neutron Sources 2018, PPNS 2018, Institut Laue-Langevin, 24-26 May 2018, Grenoble, France
4. Energy Scale Calibration in Antineutrino Precision Experiments, ESCAPE 2018, 1–2 June 2018, Heidelberg, Germany
5. The XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, NEUTRINO 2018, 4-9th June, Heidelberg, Germany.
6. Applied Antineutrino Physics, AAP 2018, October 10 and 11, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, USA
7. 54-я Зимняя школа НИЦ «Курчатовский Институт» – ПИЯФ, 10–14 марта 2020, Рощино, Ленинградская область, Россия.

Личный вклад автора

Эксперимент Нейтрино-4 проводился сотрудниками лаборатории физики нейтрона НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ под руководством заведующего лабораторией проф. А.П.Сереброва. Соискателем были выполнены работы по измерению фоновых условий после подготовки помещения лаборатории. Также соискатель принимал участие в измерениях на макете секции при подготовке детектора, совместно с сотрудниками лаборатории осуществлял калибровку детектора и последующие измерения спектра антинейтрино передвижным детектором. Для обработки данных соискателем было написано всё необходимое программное обеспечение. Весь последующий анализ данных, включая определение параметров осцилляций, уровней достоверности и поиск систематических эффектов, соискателем был выполнен лично под руководством проф. А.П. Сереброва.

Глава 1. Нейтрино в Стандартной модели и за её пределами

Стандартная модель – теория, описывающая взаимодействие элементарных частиц. Практически все предсказания Стандартной модели (СМ) подтверждаются экспериментальными данными.

1.1 Нейтрино в СМ

Нейтрино в СМ – фермион с нулевым электрическим зарядом и не имеет цветового заряда, другими словами, нейтрино не участвует в сильном и электромагнитном взаимодействиях. Нейтрино – лептон, который взаимодействует с другими частицами СМ через заряженные и нейтральный слабые токи через обмен калибровочными векторными бозонами W^\pm и Z^0 .

Участие нейтрино только в слабых процессах его отличительная черта по сравнению с другими элементарными частицами СМ. Данная особенность нейтрино также определяет и малость его сечения взаимодействия из-за большой массы W^\pm и Z^0 .

В СМ три дуплета кварков и три дуплета лептонов, которые вместе образуют три поколения. Таким образом в СМ три типа нейтрино, которые вместе с соответствующим заряженным лептоном составляют лептонные дублеты. В СМ также входят античастицы, которые имеют те же спин и массу, но обладают противоположным электрическим зарядом. Так СМ описывает и три антинейтрино $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$, которые образуют дублеты с e^+, μ^+, τ^+ соответственно.

Для каждого лептонного дуплета можно рассмотреть числа L_e, L_μ, L_τ , которые равны 1 для e^-, μ^-, τ^- и для соответствующих нейтрино в каждом дуплете ν_e, ν_μ, ν_τ , и равны -1 для античастиц. Значения лептонных чисел приведены в таблице 1. Во всех взаимодействиях, которые описываются СМ, будут выполняться законы

сохранения этих лептонных чисел, как и следующий из этого закон сохранения полного лептонного числа $L = L_e + L_\mu + L_\tau = const$. Выполнение закона сохранения лептонных чисел означает, что лептоны всегда рождаются в паре с антилептонами, или, другими словами, промежуточные векторные бозоны (реальные или виртуальные) всегда распадаются на пару кварк-антикварк или на пару лептон – антилептон.

Таблица 1. Лептонные числа.

	L_e	L_μ	L_τ
e^-, ν_e	1	0	0
μ^-, ν_μ	0	1	0
τ^-, ν_τ	0	0	1

В слабом взаимодействии нарушена Р-инвариантность и все частицы, которые взаимодействуют через слабые токи (и заряженные, и нейтральный) – левые (то есть имеют левую киральность), то есть в слабые дублеты входят только левые частицы. Фермионы, обладающие электрическим и/или цветовым зарядом, участвуют в сильном и/или электромагнитном взаимодействии. Причём взаимодействуют и левые, и правые компоненты этих частиц. Нейтрино не участвует ни в сильном, ни электромагнитном взаимодействии, но только в слабом, поэтому взаимодействуют только левые нейтрино, а правые нейтрино не взаимодействуют ни с чем, то есть в СМ нет правых нейтрино. Кроме этого, правые компоненты участвуют в юкавовском взаимодействии со скалярным полем Хиггса. Это взаимодействие через механизм Хиггса (через спонтанное нарушение симметрии) определяет массу частицам СМ. Всем кроме нейтрино, поскольку правых нейтрино в СМ нет. Таким образом, в Стандартной модели все нейтрино строго безмассовые. Это важное следствие также выделяет нейтрино среди остальных фермионов СМ.

1.2 Осцилляции нейтрино. Масса нейтрино. Смешивание нейтрино

Итак, в СМ описывается 3 типа нейтрино с нулевой массой, и во всех процессах выполняется закон сохранения лептонных чисел.

Как отмечалось ранее, в многочисленных экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино, в экспериментах на ускорителях с длинной базой и в экспериментах с реакторными антинейтрино наблюдается эффект осцилляций – переход нейтрино одного типа в другой. Без подробного описания истории наблюдений этого явления, отмечу лишь, что в настоящее время осцилляции нейтрино надежно установленный эффект, который не описывается в СМ. В процессе перехода нейтрино из одного типа в другой полное лептонное число L сохраняется, но закон сохранения лептонных чисел $L_\alpha, \alpha = e, \mu, \tau$ нарушается. Но более важным следствием существования эффекта осцилляций нейтрино является необходимость отличной от нуля массы нейтрино.

Эффект осцилляций нейтрино можно описать, предположив, что участвующие в слабом взаимодействии флейворные нейтринные состояния представляются как суперпозиция массовых состояний – собственных состояний гамильтониана, который описывает движение нейтрино. То есть нейтрино рождается и детектируется как флейворное состояние, а распространяется как массовое, таким образом эффект смешивания нейтрино аналогичен смешиванию d, s, b -кварков. Переход от массового базиса к флейворному осуществляется с помощью унитарной матрицы U , элементы которой определяют коэффициенты суперпозиции.

$$|v_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{i\alpha} |v_{\alpha}\rangle; |v_{\alpha}\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |v_i\rangle \quad U^\dagger U = U U^\dagger = I \quad (1)$$

В дальнейшем будем предполагать массовые состояния ортонормированными, так же, как и флейворные.

$$\langle v_i | v_j \rangle = \delta_{ij}; \langle v_{\alpha} | v_{\beta} \rangle = \delta_{\alpha\beta} \quad (2)$$

Рассмотрим рождение нейтрино типа α (то есть, как упоминалось ранее, в процессе слабого взаимодействия, включающего другой лептон того же типа α) в момент времени $t = 0$ и представим его в массовом базисе:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle \quad (3)$$

В момент времени t нейтрино, прошедшее расстояние $L \approx ct$, можно представить так же, как суперпозицию массовых состояний:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle \quad (4)$$

Массовые состояния изменяются со временем в соответствии с уравнением Шрёдингера:

$$i\partial_t |\nu_j\rangle = \hat{H} |\nu_j\rangle \quad (5)$$

Решением этого уравнения в виде плоской волны будет

$$|\nu_j\rangle = e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle, \quad (6)$$

где E_j – собственные значения гамильтониана \hat{H} : $\hat{H} |\nu_j\rangle = E_j |\nu_j\rangle$, $E_j = \sqrt{m_j^2 + p_j^2}$ В случае релятивистских нейтрино при $E_j \gg m_j$ можно считать

$$|\vec{p}_i| \approx |\vec{p}_j| \approx E, E_j \approx E + \frac{m_j^2}{2E}. \quad (7)$$

Нейтрино, которые, как правило, могут наблюдаться в эксперименте, являются релятивистскими. Тем более это будет справедливо для реакторных антинейтрино, регистрируемых в реакции обратного бета-распада, порог которой для энергии антинейтрино составляет 1.8 МэВ, при том, что масса нейтрино должна быть меньше 1 эВ. Тогда

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle \quad (8)$$

Вероятность перехода нейтрино типа α в тип β будет равняться:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle|^2 = \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-iE_j t} \right|^2 = \sum_{j,k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i(E_j - E_k)t} \quad (9)$$

Используя (7) и ортогональность векторных состояний (2), и вводя обозначения $\Delta m_{jk}^2 \equiv m_j^2 - m_k^2$, $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P_{\alpha\beta}$ получаем

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sum_{j,k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E}} \quad (10)$$

Учитывая унитарность матрицы $U(1)$, удобнее переписать выражение в виде:

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \quad (11)$$

В случае $\alpha = \beta$ формула (11) упрощается и для вероятности $P_{\alpha\alpha}$ имеем

$$P_{\alpha\alpha}(L, E) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \quad (12)$$

Величина $L_{osc} = 4\pi E / \Delta m_{jk}^2$ называется длиной осцилляций.

Для получения формулы вероятности перехода $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ в случае антинейтрино будет справедлив аналогичный подход. Переход от массового базиса к флейворному описывается формулой $|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\bar{\nu}_j\rangle$, где коэффициенты смешивания получены комплексным сопряжением соответствующих коэффициентов в формуле (1) для нейтрино.

Тогда формула (10) для антинейтрино будет иметь вид:

$$P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}(L, E) = \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E}} \quad (13)$$

Приводя эту формулу к виду (11) получаем

$$\begin{aligned}
P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}(L, E) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \operatorname{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \\
& - 2 \sum_{j>k} \operatorname{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right)
\end{aligned} \tag{14}$$

Как можно заметить, отличие между (11) и (14) состоит в знаке перед слагаемым с мнимой частью. Это обстоятельство важно для измерения фазы CP-нарушения δ_{CP} . Величина CP-асимметрии $A_{CP} = \frac{P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) - P(\bar{\nu}_{\alpha} \rightarrow \bar{\nu}_{\beta})}{P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) + P(\bar{\nu}_{\alpha} \rightarrow \bar{\nu}_{\beta})}$ может быть измерена в эксперименте с пучками мюонных нейтрино и антинейтрино ($\alpha = \mu, \beta = e$), как, например, в эксперименте T2K [32].

Матрица U называется матрицей смешивания Понтекорво-Маки-Накагава-Саката U_{PMNS} . Эту унитарную матрицу удобно параметризовать в виде произведения матриц поворота. В случае трёх нейтрино, когда $\alpha = e, \mu, \tau$ и $j = 1, 2, 3$, у матрицы U_{PMNS} будет четыре независимых вещественных параметра: $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ – три угла поворота и δ_{CP} – фаза CP-нарушения:

$$\begin{aligned}
U_{PMNS} &= U_{\theta_{23}} U_{\theta_{13}} U_{\theta_{12}} \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{15}
\end{aligned}$$

где $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. $\theta_{ij} \in [0, \pi/2]$, $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$. Также часто можно встретить обозначения угла смешивания θ_{12} как солнечного, θ_{13} как реакторного и θ_{23} как атмосферного. В такой параметризации матрица ПМНС принимает вид:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \tag{16}$$

Данная параметризация будет справедлива в случае дираковского нейтрино, для майорановского нейтрино к трём указанным матричным множителям добавляется ещё одна матрица $P = \operatorname{diag}(e^{i\eta_1}, e^{i\eta_2}, 1)$ с двумя параметрами

майорановских фаз $\eta_{1,2} \in [0, 2\pi]$, на в последующем изложении будем придерживаться гипотезы дираковского нейтрино.

Для дальнейшего рассмотрения полезно получить формулы для вероятности переходов в более простом случае смешивания двух нейтринных состояний. Часто такое приближение оказывается достаточным для анализа экспериментальных данных и получения значений параметров осцилляций из результатов измерений. В таком случае матрица ПМНС становится просто ортогональной матрицей поворота на плоскости с одним вещественным параметром – углом смешивания θ :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (17)$$

Для вероятности перехода $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ формулы (11) и (12) упрощается до

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (\text{при } \alpha \neq \beta), \quad (18)$$

$$P_{\alpha\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (\text{при } \alpha = \beta)$$

На практике удобно использовать систему единиц, в которой разность квадратов масс нейтрино измеряется в эВ^2 , расстояние в метрах, а энергия нейтрино в МэВ. Тогда (18) преобразуется в

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L[\text{М}]}{E[\text{МэВ}]} \right) \quad (\alpha \neq \beta), \quad (19)$$

$$P_{\alpha\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] \frac{L[\text{М}]}{E[\text{МэВ}]} \right) \quad (\alpha = \beta)$$

Отметим ещё раз, что данный стандартный вывод формул для вероятностей переходов нейтрино из одного состояния в другое был сделан в предположении, что все массовые нейтринные состояния имеют один и тот же определённый импульс (7) и нейтрино движутся со скоростью близкой к скорости света, то есть $t = L$ (10). Более общий вывод, приводящий к тем же результатам можно найти в работах [33,34].

Перейдём к простым выводам, которые можно сделать, глядя на приведённые выше формулы:

1. Осцилляции не будут наблюдаться, если массы нейтрино равны нулю, так как при этом $\Delta m_{ij}^2 = 0 \Rightarrow P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$.
2. Полная вероятность $\sum_{\beta} P_{\alpha\beta} = 1$. Это следствие унитарности матрицы смешивания U_{PMNS} . Также это означает, что при осцилляциях сохраняется полное число нейтрино, они лишь переходят из одного типа в другой и обратно. То есть нарушается только закон сохранения лептонных чисел L_i , а полное лептонное число сохраняется.
3. Осцилляции можно наблюдать, детектируя нейтрино типа α в потоке нейтрино типа β от источника, и вероятность такого процесса будет определяться формулой (11). Такие эксперименты называются экспериментами «на появление». Либо можно наблюдать изменение потока нейтрино типа α и/или спектра нейтрино типа α от источника (или же отличие потока от ожидаемого значения и спектра от рассчитанной формы), в котором рождаются нейтрино этого же типа α . Такие эксперименты называют экспериментами «на исчезновение». Поток и форма спектра будут определяться вероятностью из (12).

В настоящий момент в различных экспериментах с солнечными и атмосферными нейтрино, с нейтрино, рождёнными на ускорителях и в реакторах эффект осцилляций достоверно обнаружен и определены почти все параметры, определяющие осцилляции трёх известных в СМ типов нейтрино: $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ (третий параметр разности квадратов масс не является независимым $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2$). Значения данных параметров взяты из PDG [22] и приведены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры осцилляций активных нейтрино.

Параметр Иерархия	$\sin^2 \theta_{12},$ 10^{-1}	$\theta_{12},$ °	$\sin^2 \theta_{23},$ 10^{-1}	$\theta_{23},$ °	$\sin^2 \theta_{13},$ 10^{-2}	$\theta_{13},$ °	$\Delta m_{21}^2,$ 10^{-5} эВ^2	$\Delta m_{32}^2,$ 10^{-3} эВ^2
NO	$3.04^{+0.14}_{-0.13}$	$33.46^{+0.87}_{-0.88}$	$5.51^{+0.19}_{-0.80}$	$47.9^{+1.1}_{-4.0}$	$2.14^{+0.09}_{-0.07}$	$8.41^{+0.18}_{-0.14}$	$7.34^{+0.17}_{-0.14}$	$2.419^{+0.035}_{-0.032}$
IO	$3.03^{+0.14}_{-0.13}$	$33.40^{+0.87}_{-0.81}$	$5.57^{+0.17}_{-0.24}$	$48.2^{+1.0}_{-1.4}$	$2.18^{+0.08}_{-0.07}$	$8.49^{+0.15}_{-0.14}$	$7.34^{+0.17}_{-0.14}$	$-2.478^{+0.035}_{-0.033}$

Тем не менее, на сегодняшний день остаются неизвестными массы нейтрино m_i . Есть только различные оценки сверху на эффективные массы различных нейтрино, представленные в (20) из [35] для эффективной массы электронного нейтрино и из [22] для остальных.

$$\begin{aligned}
 m_{\nu_e}^{\text{eff}} &< 0.8 \text{ эВ, (90\% CL),} \\
 m_{\nu_\mu}^{\text{eff}} &< 190 \text{ кэВ (90\% CL),} \\
 m_{\nu_\tau}^{\text{eff}} &< 18.2 \text{ МэВ (90\% CL)}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Также существует ограничение на сумму масс всех нейтрино, термализованных в первичной плазме, которое следует из наблюдений астрофизических наблюдений и космологической модели Λ CDM $\sum m_\nu < (0.087 \div 0.54) \text{ эВ (95\% CL)}$ [22]. И как понятно из приведённых ранее формул, осцилляционные эксперименты не могут дать сведений о массе.

Кроме того, в самой модели смешивания нейтрино есть ещё несколько незакрытых вопросов:

1. Если угол θ_{23} в точности не равен 45° , что соответствует максимальному смешиванию, то оказывается неопределённым, в каком октанте он находится, то есть $\theta_{23} > 45^\circ$ или $\theta_{23} < 45^\circ$, но для понимания природы массы нейтрино важно понимать, какое значение в действительности принимает данный угол смешивания [36].
2. Иерархия масс. Возможна реализация модели, в которой $m_1 < m_2 < m_3$, либо модели с $m_3 < m_1 < m_2$. Первый сценарий носит название прямая или нормальная иерархия (NO в таблице 2), второй обратная или инверсная иерархия

- (Ю в таблице 2). В программу измерений строящейся нейтринной обсерватории JUNO [37] входит и определение иерархии масс нейтрино.
3. Значение фазы CP-нарушения в лептонном секторе δ_{CP} . Действующие нейтринные эксперименты T2K[32] и NOvA[38], а также находящиеся в стадии подготовки крупномасштабные проекты DUNE[39] и Hyper-Kamiokande[40] имеют обширную программу исследований, включающую измерение и фазы δ_{CP} , и иерархии масс нейтрино, и точное определение угла θ_{23} и его октанта.
 4. Дираковская или майорановская природа нейтрино. Поиск двойного безнейтринного бета распада. На данный момент лучшее ограничение сверху на период полураспада такого гипотетического процесса получено в экспериментах KamLand-ZEN[41] и GERDA [42] и составляет соответственно $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26}$ лет(90% CL) и $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{26}$ лет (90% CL).
 5. Ряд экспериментальных аномалий в осцилляционных экспериментах, которые не укладываются в модель смешивания с 3 нейтрино, которые упоминались во введении, и о которых более подробно речь пойдёт в следующем разделе.

1.3 Стерильное нейтрино. Аномалии

К настоящему моменту в различных нейтринных экспериментах наблюдались аномальные результаты, которые указывают на возможную неполноту описания явления смешивания нейтрино, ограниченную тремя нейтрино. Причём уровень статистической достоверности этих наблюдений достигает $3 - 5\sigma$. Введение стерильного нейтрино может являться минимальным расширением, которое снимет наблюдаемые противоречия. Стерильное нейтрино – фермион, который не взаимодействует с калибровочными полями SM, но смешивается с тремя нейтрино, описанными в SM. Последние, как правило, называются активными.

1.3.1 Модель 3+1

При выводе формул (11) – (14), приведённых в разделе 1.2 нигде не использовалось предположение о числе массовых и флейворных нейтринных состояниях. Поэтому эти формулы легко могут быть обобщены на случай простейшего расширения модели смешивания с тремя нейтрино на модель «3+1» с тремя активными и одним лёгким стерильным нейтрино.

Для интерпретации описанных далее эффектов через такую расширенную модель нейтринных осцилляций 3+1 приведём здесь некоторые формулы, связывающие параметры смешивания.

Матрица ПМНС становится матрицей 4×4 и может быть параметризована уже шестью углами смешивания и 3 комплексными фазами CP-нарушения [43].

$$U_{PMNS}^{(3+1)} = U_{34}U_{24}U_{23}U_{14}U_{13}U_{12} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} & U_{\mu 4} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} & U_{\tau 4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \quad (21)$$

$$U_{12} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, U_{13} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{13}} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta_{13}} & 0 & \cos \theta_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$U_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} & 0 \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, U_{14} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{14} & 0 & 0 & \sin \theta_{14} e^{-i\delta_{14}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{14} e^{i\delta_{14}} & 0 & 0 & \cos \theta_{14} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$U_{34} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \theta_{34} & \sin \theta_{34} \\ 0 & 0 & -\sin \theta_{34} & \cos \theta_{34} \end{pmatrix}, U_{24} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{24} & 0 & \sin \theta_{24} e^{-i\delta_{24}} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \theta_{24} e^{i\delta_{24}} & 0 & \cos \theta_{24} \end{pmatrix}$$

В дальнейшем нас не будут интересовать эффекты, связанные с CP-нарушением, и все зависимости будут определяться только квадратами модулей элементов матрицы смешивания. Элементы матрицы смешивания, которые определяют вероятности осцилляций со стерильным состоянием в выбранной параметризации, приведены ниже.

$$\begin{aligned} |U_{e4}|^2 &= \sin^2(\theta_{14}) \\ |U_{\mu 4}|^2 &= \sin^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \\ |U_{\tau 4}|^2 &= \sin^2(\theta_{34}) \cdot \cos^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \end{aligned} \quad (23)$$

Вероятности переходов $\nu_e \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в приближении $m_4 \gg m_{1,2,3}$ выражаются тогда

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \nu_e} &= 1 - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) \\ P_{\nu_\mu \nu_\mu} &= 1 - 4|U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}}\right) \\ P_{\nu_\mu \nu_e} &= 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) = \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{ee} &\equiv \sin^2 2\theta_{14} \\ \sin^2 2\theta_{\mu\mu} &= 4 \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14} (1 - \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14}) \approx \sin^2 2\theta_{24} \\ \sin^2 2\theta_{\mu e} &= 4 \sin^2 \theta_{14} \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14} \approx \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 2\theta_{24} \end{aligned} \quad (25)$$

Приближение для $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ справедливо для малых углов смешивания θ_{24} . Как видно из формул (24) и (25) возможно обнаружение электронного нейтрино в потоке мюонного не за счёт прямых осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, а за счёт переходов «второго

порядка» $\nu_\mu \rightarrow \nu_s \rightarrow \nu_e$ через стерильное нейтрино. О возможном обнаружении такого эффекта пойдёт речь в следующем разделе.

1.3.2 Эксперимент LSND

LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) – эксперимент на появление, в котором ищутся электронные антинейтрино в потоке мюонных, появляющиеся за счёт осцилляций $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Детектор LSND цилиндрической формы заполнен 167 т жидкого сцинтиллятора на основе минерального масла CH_2 и имеет 1220 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ).

Центр детектора расположен в 30 метрах от источника $\bar{\nu}_\mu$. Источником нейтрино служит мишень на пучке протонов с энергией 798 МэВ, в которой рождаются π -мезоны. Мюонные антинейтрино рождаются в процессе распадов:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}\tag{26}$$

Детектирование $\bar{\nu}_e$ происходило в реакции ОБР с регистрацией коррелированных сигналов от e^+ и 2.2 МэВ гамма-кванта от захвата нейтрона на протоне $n + p \rightarrow d + \gamma$.

Каналы появления $\bar{\nu}_e$ в пучке $\bar{\nu}_\mu$ и других фоновых сигналов в эксперименте LSND были детально смоделированы и ожидаемый спектр в предположении отсутствия осцилляций был рассчитан.

Однако в эксперименте LSND было обнаружено превышение количества зарегистрированных электронных антинейтрино в потоке мюонных антинейтрино над ожидаемым значением $87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$ [23]. Сравнение распределений зарегистрированных и ожидаемых событий по отношению L/E_ν показано на рисунке 1 из [23].

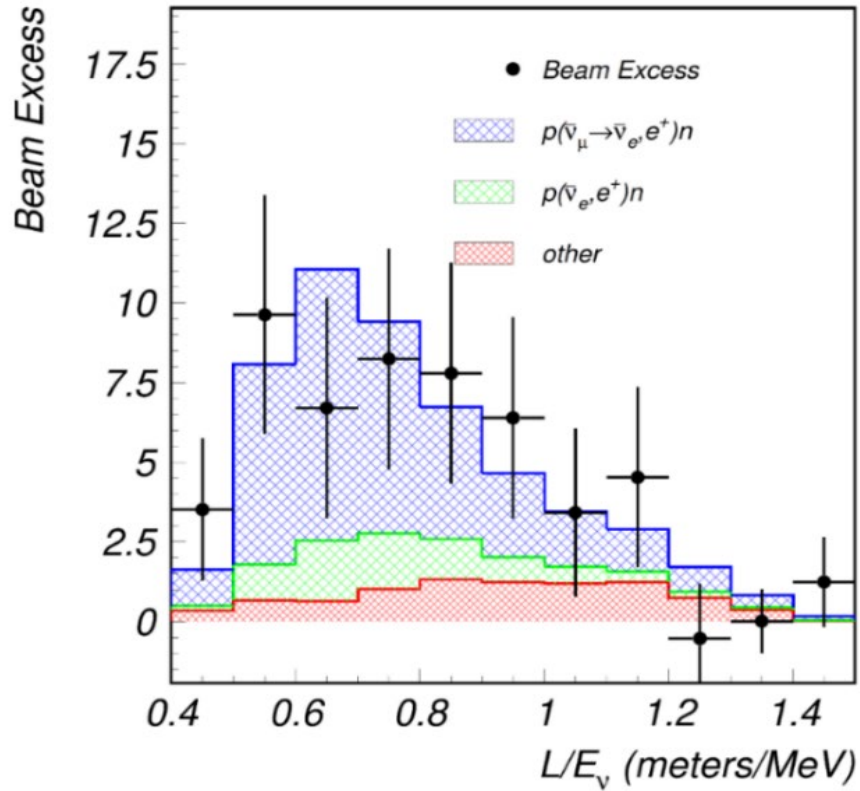


Рисунок 1. Распределение по L/E_ν зарегистрированных $\bar{\nu}_e$ событий по сравнению с ожидаемым. Красная линия – спектр фона, зелёная – ожидаемый спектр $\bar{\nu}_e$ в предположении отсутствия осцилляций (основной источник распад μ^- из распада незахваченных π^-), синяя – ожидаемый спектр с осцилляциями $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

1.3.3 Эксперимент MiniBooNE

Эксперимент MiniBooNE (Mini Booster Neutrino Experiment) был создан для независимой проверки гипотезы о лёгком стерильном нейтрино, объясняющей аномальный результат LSND. MiniBooNE также является экспериментом на появление, который был направлен на поиск сигналов от электронных нейтрино и антинейтрино в пучках ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ соответственно. Но эксперимент проводился на другом расстоянии и в другом энергетическом диапазоне по сравнению с LSND.

Помимо распадов (26) источником нейтрино в MiniBooNE были и распады π^- и μ^- .

$$\begin{aligned}\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}\tag{27}$$

π -мезоны рождались в бериллиевой мишени при взаимодействии с пучком протонов с энергией 8 ГэВ. Также в отличие от LSND пионы распадались на лету до остановки, а фокусируя магнитным полем π^+ , либо π^- в нужной области канала, можно было создавать либо пучок ν_μ , либо пучок $\bar{\nu}_\mu$ соответственно.

Детектор сферической формы, заполненный 818 тоннами минерального масла и имеющий 1520 ФЭУ (1280 для внутреннего объёма и 240 для системы активной защиты), располагался в 541 метре от бериллиевой мишени. ν_e и $\bar{\nu}_e$ с энергией 0.2 – 1.5 ГэВ регистрировались как одиночные сигналы от процесса квазиупругого рассеяния, дающего как сцинтилляционные вспышки, так и черенковское излучение. То есть, диапазон значений фазы L/E_ν в эксперименте MiniBooNE находился в пределах $0.2 \div 2$ и, таким образом, полностью перекрывал диапазон L/E_ν в LSND ($0.4 \div 1.3$). Некоторое количество $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ появлялось в пучке $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ из-за распадов каонов в мишени и мюонов, распадавшихся в канале до остановки и поглощения. Спектр таких событий и других фоновых сигналов рассчитывался, либо оценивался с помощью дополнительных измерений, в том числе детектором SciBooNE, который находился на том же пучке ближе к мишени.

В результате длительного набора данных при 18.75×10^{20} протонах на мишени в режиме пучка ν_μ и 11.27×10^{20} протонах на мишени в режиме $\bar{\nu}_\mu$ наблюдалось существенное превышение числа и ν_e -событий, и числа сигналов от $\bar{\nu}_e$ над ожидаемыми значениями. Суммарно было зарегистрировано $638.0 \pm 52.1(stat.) \pm 122.2(syst.)$ [24] событий свыше ожидаемого значения в области энергий $200 < E_\nu < 1250$ МэВ. Статистическая значимость этого результата 4.8σ . Сравнение ожидаемых и наблюдаемых спектров ν_e и $\bar{\nu}_e$ показаны на рисунке 2 [24,44].

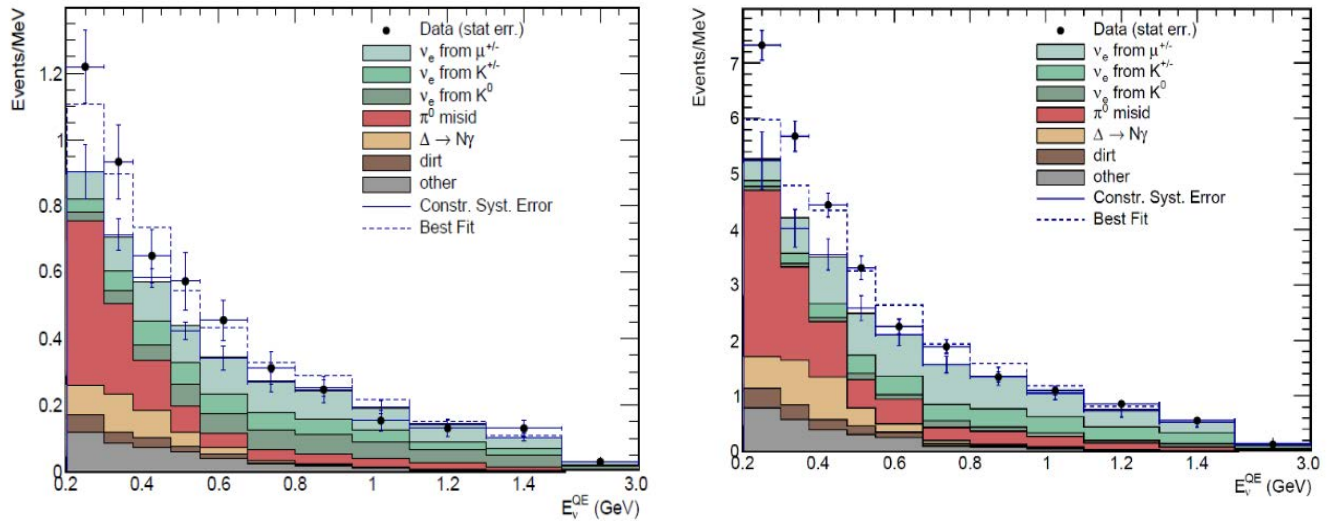


Рисунок 2. Ожидаемый и наблюдаемый в MiniBooNE спектры по энергии в квазиупругих процессах в режиме пучка антинейтрино (слева) и нейтрино (справа).

Результаты LSND и MiniBooNE находятся в хорошем соответствии между собой, и совместный уровень достоверности наблюдаемого превышения числа нейтринных событий в обоих экспериментах 6.1σ (получено простым квадратичным сложением, поскольку эксперименты имеют, разные диапазоны энергий и расстояний, разную систематику и т. д.). Сравнение результатов экспериментов LSND и MiniBooNE показаны на рисунке 3.

Но в экспериментах, проводившихся в других условиях, OPERA [45] и KARMEN2[46] при поиске осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ соответственно не было обнаружено эффекта подобного результатам LSND и MiniBooNE, хотя возможности согласовать данные всех четырёх экспериментов остаются. Также совместный анализ результатов экспериментов на исчезновение ν_e и ν_μ позволил сделать ограничения на параметры осцилляций в стерильное состояние, которые достаточно сильно противоречат с теми значениями, которые допускаются этими двумя экспериментами на появление [47].

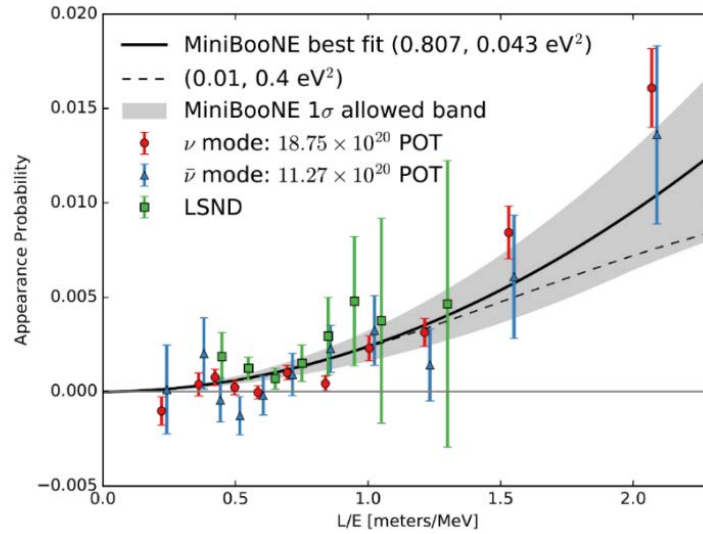


Рисунок 3. Сравнение зависимости вероятности появления $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ от L/E_ν в экспериментах MiniBooNE и LSND.

Тем не менее, для окончательного подтверждения или опровержения эффекта, наблюдаемого в LSND и MiniBooNE необходима прямая экспериментальная проверка. В настоящий момент идёт набор данных в эксперименте MicroBooNE, который, благодаря возможности нового детектора к распознаванию частиц в регистрируемых событиях, должен дать больше информации о происхождении обнаруженного в LSND и MiniBooNE избыточного числа зарегистрированных $\nu_e(\bar{\nu}_e)$. Предварительные данные опубликованные коллаборацией пока не подтверждают результаты LSND и MiniBooNE, но статистическая достоверность ещё не достаточна. Кроме того, готовятся и другие эксперименты и в FermiLab, например, эксперимент ICARUS [48], и в других ускорительных комплексах, например, эксперимент JSNS[49] в J-PARC.

Если наблюдаемый в LSND и MiniBooNE эффект действительно обусловлен осцилляциями, то его невозможно описать в рамках модели смешивания с тремя нейтрино, поэтому результаты данных экспериментов можно рассматривать как указание на неполноту такого описания и предположить существование четвёртого стерильного нейтринного состояния с массой ~ 1 эВ. Тогда, как было сказано ранее в

разделе 1.3.1, появление ν_e обусловлено осцилляциями через стерильное нейтрино $\nu_\mu \rightarrow \nu_s \rightarrow \nu_e$.

Другой эксперимент, связанный с наблюдением за мюонными нейтрино, но источником которых выступает атмосфера Земли, также имеет некоторые, но статистически существенно менее значимые, указания на исчезновение мюонных нейтрино из потока за счёт осцилляций в стерильное состояние.

1.3.4 IceCube

Нейтринная обсерватория IceCube [50] регистрирует нейтрино высоких энергий космического происхождения за пределами солнечной системы. Но, помимо этого, анализируя спектры атмосферных мюонных нейтрино, прошедших сквозь Землю и зарегистрированных нейтринным телескопом, можно искать указания на осцилляции мюонных нейтрино в стерильное. В настоящий момент статистическая значимость подобного наблюдения составляет ~90% [31].

1.3.5 Галлиевая аномалия

Ещё одним указанием на возможное существование электронвольтового стерильного нейтрино является так называемая галлиевая аномалия – результат калибровки галлиевых детекторов солнечных нейтрино в экспериментах GALLEX (Gallium Experiment) и SAGE (Soviet American Gallium Experiment) с помощью высокоактивных источников на основе изотопов ^{51}Cr и ^{37}Ar .

Эксперименты GALLEX и SAGE были нацелены на измерение потока солнечных нейтрино радиохимическим методом. Электронные нейтрино, рождённые в термоядерных процессах на Солнце, регистрируются в галлиевой мишени детекторов в реакции:



Наработанный за время экспозиции германий впоследствии извлекается химическим методом из мишени и по количеству образовавшихся атомов ${}^{71}\text{Ge}$ оценивается интегральный поток нейтрино. Порог реакции (28) достаточно низкий 0.233МэВ, что позволяет регистрировать нейтрино из pp-реакции $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$.

С помощью изготовленных источников ${}^{51}\text{Cr}$ и ${}^{37}\text{Ar}$ предполагалось оценить эффективность детектора для более достоверной оценки потока солнечных нейтрино. Изотопы ${}^{51}\text{Cr}$ и ${}^{37}\text{Ar}$ являются источниками монохроматических нейтрино, рождающихся в процессе электронного захвата. Ожидаемый поток детектируемых ν_e от источника оценивался по его активности и рассчитанному значению сечения реакции (28). В обоих экспериментах независимо были получены аналогичные результаты: измеренный поток оказался меньше ожидаемого на $12 \div 15 \%$ [51] в зависимости от рассчитанного значения сечения (28). Достоверность данного совместного наблюдения составила по разным оценкам $2.3 - 3.0\sigma$ [52].

Эксперимент BEST также основанный на радиохимическом методе детектирования нейтрино от интенсивного источника ${}^{51}\text{Cr}$ подтвердил существование галлиевой аномалии [53]. Галлиевый детектор был разделён на два независимых объёма – внутренний и внешний. Экстракция наработанного германия из каждого объёма также проводилась независимо. В центр внутреннего объёма помещался источник. Ожидаемый поток оценивался по активности источника, измеренной калориметрическим методом. В результате во внутреннем и внешнем объёмах был зафиксирован дефицит нейтрино $(21 \pm 5)\%$ и $(23 \pm 5)\%$ соответственно, что полностью согласуется с результатами экспериментов GALLEX и SAGE. Сравнение отношения $R = r^{meas}/r^{pred}$ измеренного потока к предсказанному значению для всех трёх экспериментов показано на рисунке 4 [53].

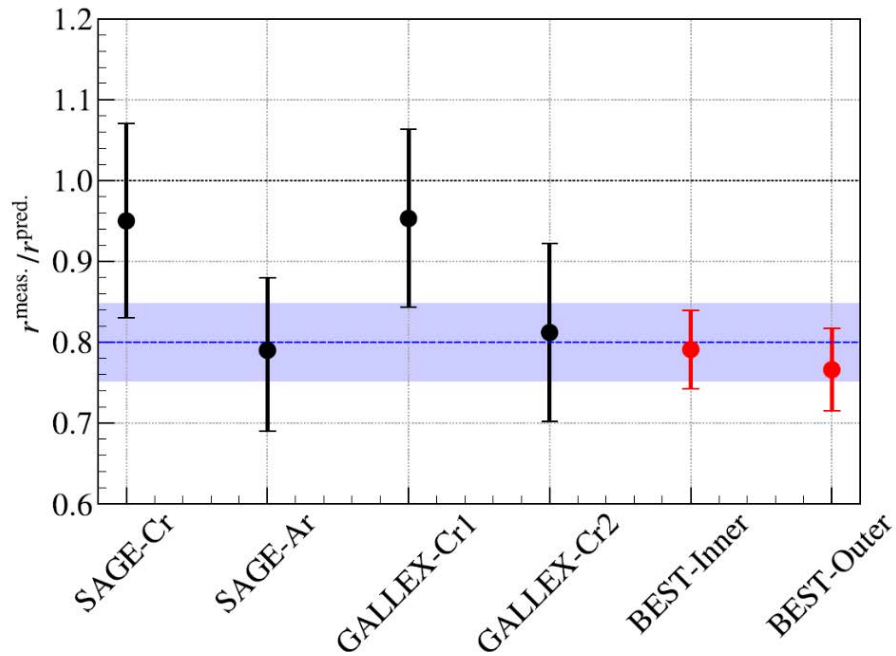


Рисунок 4. Сравнение отношений измеренного потока нейтрино от источника к предсказанному, полученных в экспериментах GALLEX, SAGE и BEST.

Расширенная модель смешивания с одним лёгким стерильным нейтрино с массой ~ 1 эВ и соответственно $\Delta m_{14}^2 \sim 1$ эВ² также может дать объяснение и этой аномалии.

1.3.6 Реакторная антинейтринная аномалия

Реакторная антинейтринная аномалия также укладывается в такую расширенную $3 + 1$ модель осцилляций нейтрино на уровне достоверности $\sim 3\sigma$.

В результате новых расчётов, предложенных группой Т. Мюллера [27] и независимо П. Хубером [28] (модель Хубера-Мюллера), учитывались обновление баз данных изотопов, результаты измерений бета-спектров ^{239}Pu и ^{235}U и использовался метод «эффективных» веток бета-распада, была получена другая оценка на поток и спектр реакторных антинейтрино. Подход П. Хубера и группы Т.Мюллера различался, но приводил к одному и тому же результату. Расчёты указывали на

необходимость пересмотреть результаты 21 эксперимента с реакторными антинейтрино на короткой базе (расстояния между центром активной зоны реактора и центром детектора составляли $\sim 10 - 100$ м). В этих экспериментах, проводившихся в разное время, различными исследовательскими коллективами на разных реакторах, были получены отношения наблюдаемого потока антинейтрино от реактора $F_{\text{эксп}}$ к ожидаемому $F_{\text{расч}}$ $R = \frac{F_{\text{эксп}}}{F_{\text{расч}}}$. Полученные же с помощью новых расчётов значения ожидаемых потоков, дали новые значения R для каждого эксперимента. На рисунке 5 из [29] показаны экспериментальные точки с учётом обновленных ожидаемых значений потоков. Усредненное по всем экспериментам значение отношения стало равным $R = 0.943 \pm 0.023$ [29]. В дальнейшем этому отношению давали разные оценки [54] в пределах дефицита $\sim 6\%$ и достоверности 3σ . То есть на расстояниях 10 – 100 м от источника наблюдается дефицит реакторных антинейтрино $\sim 6\%$, который можно было бы объяснить «исчезновением» антинейтрино из потока через осцилляции в стерильное состояние, описываемое формулой (19), с параметром $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$.

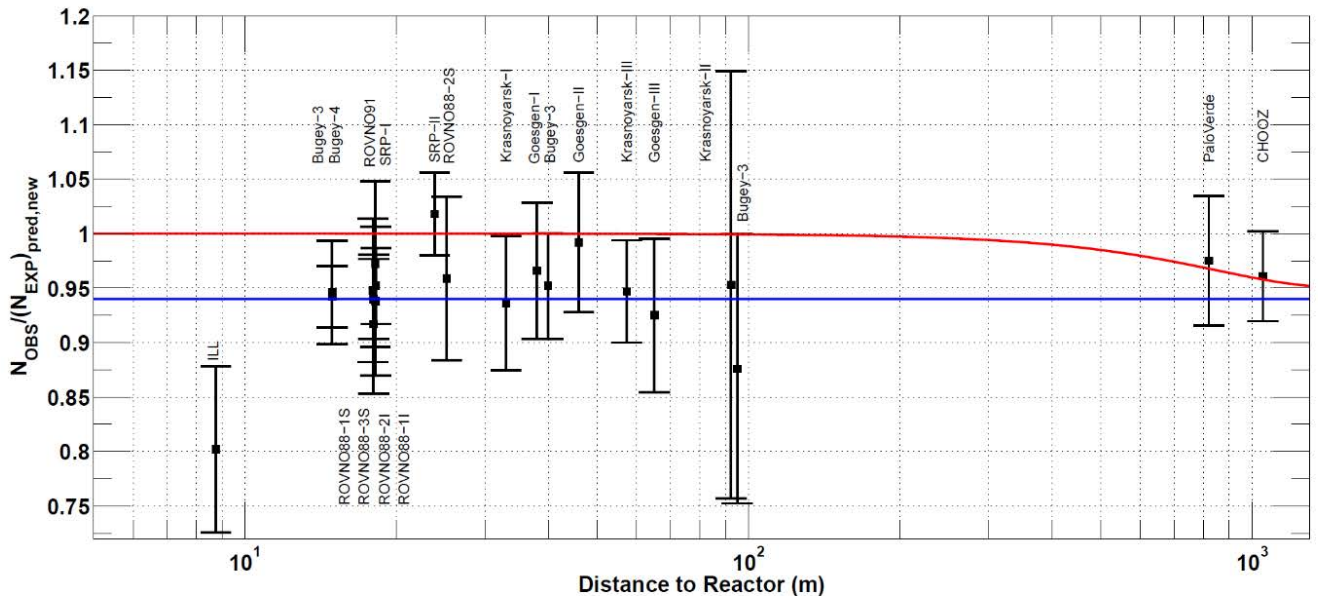


Рисунок 5. Отношение наблюдаемого потока к ожидаемому для различных реакторных экспериментов с учётом новых расчётов.

В реакторных экспериментах Daya Bay, RENO и Double Chooz вместе с измерением угла смешивания θ_{13} близкими детекторами были измерены поток и спектр антинейтрино на расстояниях $\sim 300-500$ м. Сравнения результатов измерений с рассчитанными по модели Хубера-Мюллера ожидаемыми значениями также показали дефицит реакторных антинейтрино: в Daya Bay $(0.952 \pm 0.014 \pm 0.023)$ [55], в RENO (0.941 ± 0.015) [56] и Double Chooz $(0.925 \pm 0.002_{(stat.)} \pm 0.010_{(exp)} \pm 0.023_{(model)})$ [57]. Помимо этого, также был сделан анализ изменения спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ со временем в Daya Bay [58] и RENO [59]. Благодаря изменению состава топлива в течение рабочего цикла реактора можно выделить спектр $\bar{\nu}_e$ от каждого из четырёх изотопов, входящих в состав топлива (^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu). В результатах анализа имеют некоторые указания на то, что причиной дефицита является только один изотоп ^{235}U , а не все четыре, как было бы в случае осцилляций. Однако, с учётом некоторых веток бета-распада, в целом результат такого анализа вполне совместим [60] с общим дефицитом потока от всех 4-х изотопов в составе топлива.

Тем не менее, существуют и другие экспериментальные эффекты, обнаруженные с высоким уровнем достоверности, которые указывают на проблемы в модели Хубера-Мюллера. Так, в уже упомянутых экспериментах Daya Bay[61], RENO[62] и Double Chooz[63], а также в ряде других NEOS[64], STEREO и PROSPECT[65] в области энергий антинейтрино 6 МэВ (энергия выделяющаяся в детекторе ~ 5 МэВ, поэтому данная проблема иногда называется 5 МэВ-бамп) наблюдается существенное расхождение между рассчитанным по модели Хубера-Мюллера спектром и наблюдаемым. Достоверность этого эффекта больше 5 стандартных отклонений.

Кроме того, благодаря обновлению баз данных изотопов рассмотрению ранее не учтённых поправок были предложены новые модели расчётов спектров реакторных антинейтрино. Также были выполнены новые измерения отношения кумулятивных бета-спектров ^{235}U и ^{239}Pu [66]. Результаты этих измерений расходятся с результатами, полученными в ILL, которые играли важную роль в расчётах в

модели Хубера-Мюллера. Таким образом, по этим данным дефицит РАА практически исчезает 0.971 ± 0.021 [67].

Новые же расчёты в предсказании нейтринного потока и формы спектра дают противоположные результаты. В одном случае [68] дефицит нейтрино уменьшается, но расхождение между экспериментальным и теоретическим спектром в области 6 МэВ усиливается. В другом же случае [69], наоборот, при лучшем соответствии спектров дефицит всего потока увеличивается до $0.078^{+0.024}_{-0.023}$ [67]. Более подробно данная ситуация изложена в обзоре [67].

Из всего изложенного можно сделать вывод о том, что наиболее надёжным и достоверным способом поиска осцилляций является метод относительных измерений, о котором речь пойдёт в следующей главе.

Глава 2. Подготовка эксперимента Нейтрино-4

В предыдущем разделе были представлены результаты некоторых экспериментов, которые можно рассматривать как указания на существование стерильного нейтрино. Анализ этих результатов с точки зрения модели осцилляций нейтрино с одним стерильным состоянием показывает, что наблюдаемые аномалии могут быть объяснены, если параметр разности квадратов масс имеет порядок $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$, то есть речь идёт об относительно лёгком четвёртом массовом состоянии $m_4 \sim 1 \text{ эВ}$. В данной главе рассмотрим более подробно методику эксперимента на исчезновение, с помощью которой возможна модельно-независимая проверка этой гипотезы.

Отметим сразу, что разница в значении параметра Δm^2 для наблюдаемых осцилляций активных нейтрино и предполагаемых осцилляций в стерильное состояние составляет 3–5 порядков. Благодаря этому можно считать, что влияние известных параметров смешивания будет пренебрежимо малым, поскольку период таких осцилляций существенно больше того, который определяется величиной $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ для диапазона энергий до 10 МэВ. Поэтому далее без умаления общности будем рассматривать простейшую модель смешивания двух нейтринных состояний, одно из которых стерильное.

2.1 Метод относительных измерений

В разделе 1.2 было показано, что вероятность регистрации нейтрино ν_α зависит от энергии E_{ν_α} и расстояния L между точкой рождения и точкой взаимодействия ν_α . Таким образом, поток ν_α с энергией E меняется с расстоянием от точечного источника меняется с расстоянием $F(E, L) = N \times P_{\alpha\alpha}(L, E; \Delta m^2, \sin^2 2\theta) \times L^{-2}$, где N – число испускаемых источником нейтрино с энергией E с учётом

соответствующего сечения взаимодействия и эффективности регистрации, $P_{\alpha\alpha}(L, E)$ – вероятность описываемая формулой (19), а множитель L^{-2} обусловлен убыванием телесного угла с расстоянием при постоянной площади.

Метод относительных измерений заключается в сравнении измеренных в различных условиях величин, за счёт чего из анализа экспериментальных данных исключается сравнение со значениями, полученными в результате расчётов. Так, измеряя поток одним и тем же детектором в K точках на расстояниях $L_i, i = 1 \dots K$ можно нормировать наблюдаемые значения $F^{\text{obs}}(E, L_i)$ на средний по всем расстояниям поток $K^{-1} \sum_i F^{\text{obs}}(E, L_i)$. Тогда, получившиеся отношения

$R_i^{\text{obs}} = \frac{F^{\text{obs}}(E, L_i)}{K^{-1} \sum_i F^{\text{obs}}(E, L_i)}$ необходимо сравнивать с ожидаемой зависимостью:

$$R^{\text{exp}}(L|\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \frac{F^{\text{exp}}(E, L_i)}{K^{-1} \sum_i F^{\text{exp}}(E, L_i)} = \frac{1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E)}{\langle 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E) \rangle_L}, \quad (29)$$

которая уже не зависит от оценок интенсивности источника, сечения взаимодействия и эффективности, а определяется только параметрами осцилляций $\sin^2 2\theta$ и Δm^2 . $\langle \rangle_L$ – усреднение по расстоянию. Сопоставляя, например, с помощью функции χ^2 , совокупность экспериментальных точек R_i^{obs} с кривыми, которые определяются (29) при различных значениях параметров, можно тем или иным статистическим методом анализа получить оценки на значения $\sin^2 2\theta$ и Δm^2 .

С учётом конечных размеров источника нейтрино и детектора формула (29) приобретает вид:

$$R^{\text{exp}}(L|\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \frac{\int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d|/E))}{\langle \int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d|/E)) \rangle_L} \quad (30)$$

В данном случае L – расстояние между центрами источника и детектора. Конечно, интегрирование по объёму периодической функции приведёт к усреднению и сглаживанию зависимости R^{exp} от расстояния особенно для больших значений Δm^2 , что приводит к «вырождению» амплитуды осцилляций,

определяемой $\sin^2 2\theta$, – различным значениям параметра $\sin^2 2\theta$ будут соответствовать мало отличимые друг от друга кривые с точки зрения сравнения с экспериментальными значениями, которые имеют определённую статистическую точность. То есть для различных значений $\sin^2 2\theta$ будут получаться близкие значения χ^2 . Таким образом, размеры источника и детектора сравнимые с длиной осцилляций при данном Δm^2 могут существенно уменьшить чувствительность эксперимента.

До этого момента не рассматривался нейтринный спектр источника. При существовании спектральной зависимости ситуация осложняется, так как требуется учитывать ещё и разрешение детектора, но и даже при хорошем разрешении, как это будет наглядно показано дальше на примере реакторов, при удалении от источника чувствительность также снижается.

Как было показано в разделе 1.3 источником нейтрино для экспериментов на исчезновение для исследования осцилляций в стерильное состояние могут служить искусственные изотопы, излучающие ν_e . Преимущества специально созданных изотопных источников нейтрино: малый размер, хорошо известный спектр, возможность точного измерения интенсивности ($\sim 1\%$). Кроме того, такой источник можно поместить внутрь детектора добившись таким образом максимально возможного приближения. Имея позиционно чувствительный детектор, способный восстанавливать место взаимодействия нейтрино с достаточной точностью, можно осуществлять относительные измерения. Однако, даже самые высокоактивные источники ($\sim 1\text{МКи}$), которые доступны на сегодняшний день требуют значительных усилий, связанных с созданием детектора большого объёма и обеспечением низкого уровня фона, для регистрации приемлемого количества нейтринных событий для достоверного определения параметров осцилляций. Вместе с необходимостью создания специальных условий для работы с источниками столь высокой активности такой подход сопряжён с большими техническими трудностями.

Атомные реакторы как источники антинейтрино являются одними из самых удобных инструментов для проведения всевозможных нейтринных исследований. Благодаря интенсивному использованию атомной энергии, построено большое количество реакторов, которые использовались и продолжают использоваться в нейтринных исследованиях. Высокая интенсивность ($\sim 2 \cdot 10^{17} \bar{\nu}_e \cdot \text{с}^{-1}$ на 1МВт тепловой мощности) потока антинейтрино, которую может обеспечить реактор, отчасти компенсирует малость сечения взаимодействия нейтрино. Это позволяет использовать детекторы сравнительно небольшого объёма для исследований свойств нейтрино. Как уже отмечалось выше именно антинейтрино от реактора было впервые экспериментально обнаружено, а впоследствии другие реакторные эксперименты (прежде всего на промышленных реакторах АЭС) позволили подтвердить гипотезу осцилляций и определить параметры смешивания.

Однако, реактор является источником антинейтрино с непрерывным спектром, который тянется до ~ 10 МэВ. В этом случае необходимо измерять спектр $\bar{\nu}_e$ на разных расстояниях $S(E, L_i)$, поскольку из-за энергетической зависимости вероятности осцилляций форма спектра на разных расстояниях будет различной. Пример такой «деформации» спектра показан на рисунке 6 слева, на котором представлены спектр антинейтрино точечного источника ^{235}U свёрнутого с функцией сечения реакции ОБР, с помощью которой регистрируются антинейтрино, и тот же спектр в предположении осцилляций в стерильное состояние с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$, который можно было бы наблюдать на расстоянии $L = 10\text{м}$. Оба спектра нормированы на единицу.

Таким образом, для проведения модельно-независимого анализа необходимо сравнивать наблюдаемую зависимость R от расстояния с предсказанной зависимостью, которая с учётом непрерывного спектра $S(E, L_i)$ будет определяться формулой (31). Такое сравнение также позволяет делать оценку на величину параметров осцилляций.

$$R^{\text{exp}}(E, L | \Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \frac{\int_B f(E-E') dE' \int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s S(E', L) (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d| / E'))}{\langle \int_B f(E-E') dE' \int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s S(E', L) (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d| / E')) \rangle_L} \quad (31)$$

В формуле (31) интегрированием по энергии с функцией отклика детектора, которая определяется его энергетическим разрешением $\int_B f(E - E') dE'$, учитывается конечное разрешение детектора. В детекторе с энергетическим разрешением $\sim 5\%$ при энергии 1 МэВ, принимая во внимание статистическую точность (соответствует 10^6 зарегистрированным нейтринным событиям при нулевом фоне), одинаково нормированные спектры от точечного источника ^{235}U на 10 метрах с осцилляциями при $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$ и без осцилляций будут иметь вид, показанный на рисунке 6 справа. На рисунке 6 снизу представлено отношение этих спектров. Точки соединены гладкой линией для удобства.

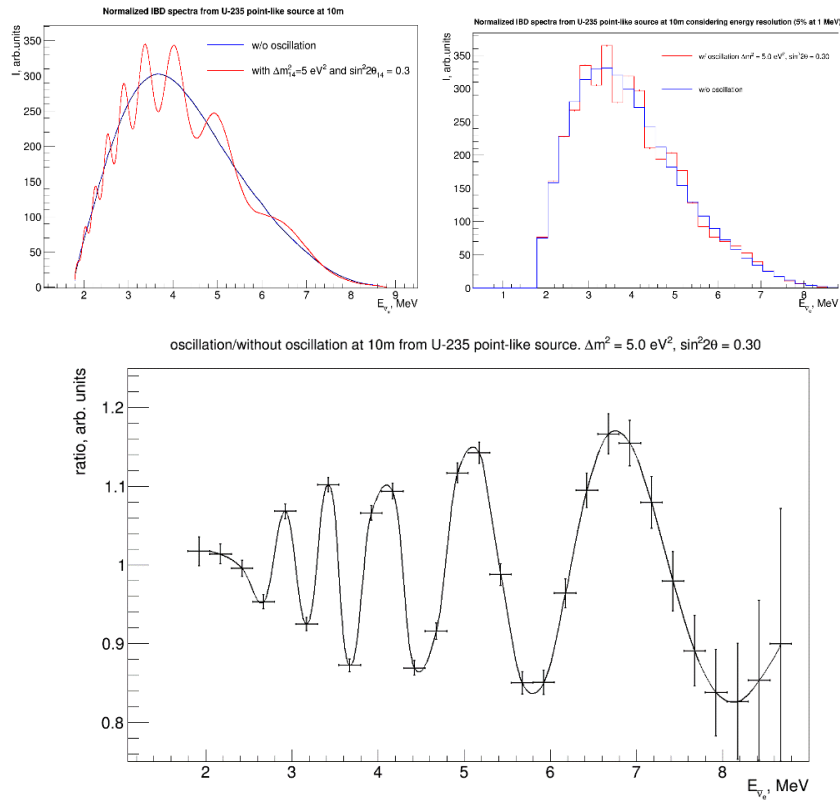


Рисунок 6. Слева – сравнение спектров антинейтрино на расстоянии 10 метров от точечного источника ^{235}U при отсутствии осцилляций (синяя линия) и при осцилляциях с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$; справа – те же спектры с учётом разрешения детектора $\sim 5\%$ на 1 МэВ и статистической точности 10^6 зарегистрированных событий; снизу – отношение этих спектров.

Параметр $\sin^2 2\theta_{14}$, как уже отмечалось ранее, определяет максимальную амплитуду осцилляций и общий дефицит полного потока, так как интегрирование по энергии функции $S(E) \cdot \sin^2 1.27\Delta m^2 L/E$ при $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ приводит к достаточно быстрому затуханию зависимости от расстояния, которое асимптотически стремится к константе $\sim 1/2$. Тогда дефицит потока, начиная с некоторого расстояния, определяется как $1/2 \sin^2 2\theta$. Зависимость от расстояния отношения полного потока при рассматриваемых параметрах осцилляций к потоку без осцилляций для точечных источника и детектора с разрешением 5% показана на рисунке 7.

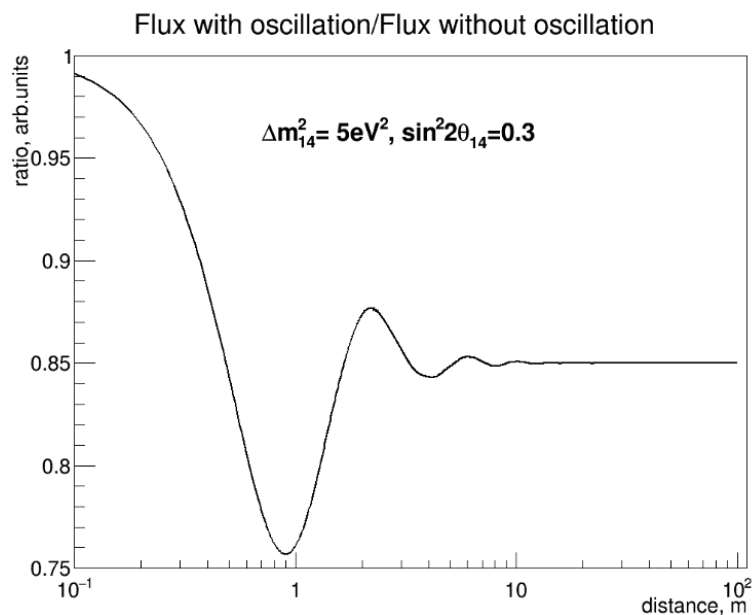


Рисунок 7. Зависимость отношения потоков антинейтрино от точечного источника ^{235}U при наличии осцилляций с параметрами $\Delta m^2_{14} = 5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$ и без осцилляций.

В таком случае, выбранное для демонстрации значение параметра $\sin^2 2\theta = 0.30$ достаточно велико, хотя вполне согласуется с ГА. Как видно из рисунков, влияние осцилляций с такими параметрами заметно сказывается на форме спектра. Однако, из рисунка 8, на котором показано то же отношение нормированных спектров, понятно, что с увеличением расстояния наблюдения до 40 метров существенно уменьшается различие в форме спектров при наличии и отсутствии осцилляций (хотя интегральный дефицит нейтрино сохраняется).

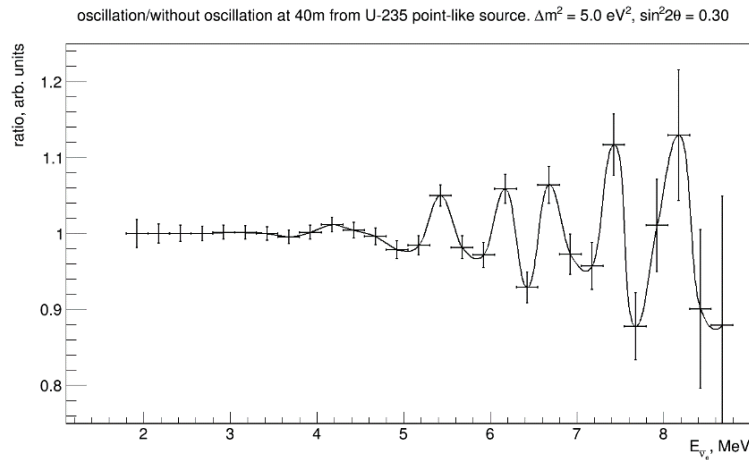


Рисунок 8. Отношение спектров антинейтрино на расстоянии 40 метров от точечного источника ^{235}U при отсутствии осцилляций (синяя линия) и при осцилляциях с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$.

Если же учитывать размер активной зоны, то при диаметре типичном для активных зон промышленных реакторов $\sim 3\text{м}$, достоверное наблюдение с учётом статистической точности отличия в форме спектра при существовании осцилляций в стерильное состояние с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$ становится практически невозможным даже на сравнительно близком расстоянии $\sim 10\text{м}$, что наглядно продемонстрировано на рисунке 9.

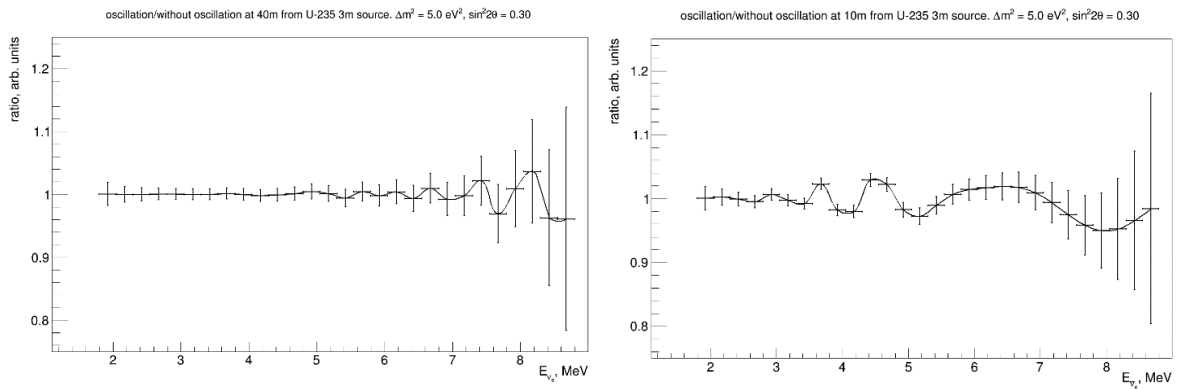


Рисунок 9. Слева – отношение спектров антинейтрино на расстоянии 40 метров от источника ^{235}U диаметром 3м при отсутствии осцилляций (синяя линия) и при осцилляциях с параметрами $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$; справа – то же на расстоянии 10 метров.

Из такого простейшего моделирования можно сделать вывод о том, что наблюдение быстрых осцилляций, возможно на близких расстояниях от небольшого интенсивного источника нейтрино. И чем меньше источник, тем к большим значениям Δm_{14}^2 будет чувствительность эксперимента, так как при размерах источника сравнимых с периодом осцилляций, который определяется Δm_{14}^2 , эффект существенно ослабляется. Оптимальное расстояние же определяется энергетическим диапазоном источника нейтрино. Так, в уже упоминавшихся реакторных экспериментах Daya Bay[70], RENO[71], в которых наблюдение проводится на значительном удалении (550 и 1600 метров в Daya Bay и 294 и 1383 метров в RENO), чувствительность к параметру Δm_{14}^2 ограничивается значением $\sim 0.3 - 0.5 \text{ эВ}^2$. В экспериментах же DANSS[72] и NEOS[71], в которых детекторы измеряют спектры на расстояниях 10.9 – 12.9м и 24м от реактора атомной станции соответственно чувствительность для $\Delta m_{14}^2 > 5 \text{ эВ}^2$ заметно уменьшается. При таких условиях одним из оптимальных вариантов источника для наблюдения осцилляций нейтрино в стерильное состояние является исследовательский реактор. Компактность активной зоны таких реакторов при относительно высокой мощности создаёт условия для измерения спектра антинейтрино на сравнительно небольшом удалении от источника, размеры которого не окажут существенного влияния на наблюдение. Однако, проведение измерений с антинейтрино на малом расстоянии от исследовательского реактора сопряжено с большими трудностями, связанными прежде всего с необходимостью наблюдения в лаборатории на поверхности Земли под воздействием как самого реактора, так и при существенном фоне, связанном с космическим излучением.

В главе 4 будет более подробно описана основанная на формуле (31) процедура поиска параметров осцилляций из экспериментальных данных. Здесь же кратко рассмотрим то, как получить необходимые для такого анализа данные.

Исходя из сказанного ранее, задача сводится к регистрации нейтринного сигнала, определению, где произошло соответствующее взаимодействие, и

измерению энергии нейтрино. Под регистрацией имеется в виду выделение события относящегося именно к взаимодействию нейтрино с веществом детектора среди других сигналов, поскольку сечение взаимодействия нейтрино чрезвычайно мало, даже несмотря на большой поток от реактора, количество регистрируемых сигналов, связанных с нейтрино, мало по сравнению с фоном на поверхности Земли.

Регистрация нейтрино в нашем детекторе происходит через уже не раз упоминавшуюся реакцию обратного бета-распада $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. В качестве мишени используется жидкий органический сцинтиллятор с добавлением гадолиния. Применение жидкого сцинтиллятора позволяет достигать объёмов мишени достаточных для детектирования нейтрино в требуемом количестве. При взаимодействии антинейтрино с протоном мишени рождается позитрон и нейтрон. После замедления позитрон аннигилирует с электроном мишени, в результате чего рождаются два гамма-кванта с энергией 511 кэВ, которые разлетаются в противоположных направлениях. Сцинтилляция, которую вызывают позитрон и гамма-кванты, регистрируется фотоэлектронным умножителем как один сигнал. По амплитуде и заряду этого сигнала можно определить энергию позитрона. Родившийся в реакции ОБР нейтрон термализуется в течение ~ 5 мкс захватывается ядром гадолиния. Время этого захвата определяется концентрацией гадолиния и составляет $\sim 10^{-5}$ с. Ядро гадолиния мгновенно ($\sim 10^{-12}$ с) испускает 3–4 гамма-кванта, которые также регистрируются ФЭУ по сцинтилляции как один сигнал. Таким образом, при детектировании нейтрино наблюдаются два сигнала, коррелированных по времени: мгновенный сигнал от позитрона и аннигиляционных гамма-квантов и задержанный сигнал от гамма-квантов реакции $Gd(n, \gamma)$. Характерное время между сигналами зависит только от концентрации гадолиния. Такая корреляция сигналов по времени позволяет выделить событие, связанное с реакцией ОБР, среди большинства одиночных некоррелированных сигналов, которые составляют основной фон. Кроме того, по энергии позитрона можно восстановить и энергию антинейтрино, которая из закона сохранения энергии определяется как

$E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1.81 \text{ МэВ} = E_{prompt} + (1.81 - 2 \cdot 0.511) \text{ МэВ} = E_{prompt} + 0.78 \text{ МэВ}$, где E_{e^+} – энергия позитрона, E_{prompt} – видимая в детекторе энергия мгновенного сигнала от позитрона и аннигиляционных гамма-квантов с 511 кэВ. Строго говоря, часть энергии нейтрино уходит на кинетическую энергию протона, но этим эффектом можно пренебречь. Схема регистрации антинейтрино через реакцию ОБР показана на рисунке 10 слева.

Однако, среди выбранных пар сигналов, для которых разница по времени регистрации отличается в пределах времени захвата нейтрона, остаётся возможным и случайное совпадение двух не связанных между собой сигналов, которые также разделены по времени в этих же пределах. Такие пары сигналов формируют фон случайных совпадений. Этот фон определяется общей загрузкой детектора, обусловленной естественной радиоактивностью материалов самого детектора и материалов вокруг, космическим излучением, а также фоновым излучением, так или иначе связанным с работой реактора. Для подавления от этого фона используется пассивная и активная защиты, речь о которых пойдет в следующих разделах. Помимо загрузки уровень фона случайных совпадений линейно зависит от временного интервала, в который должен попасть коррелированный сигнал. Это время определяется той реакцией, которая позволяет детектировать тепловой нейтрон. В случае использования реакции $p(n, \gamma)d$ захвата нейтрона на протоне с образованием ядра дейтерия и излучением регистрируемого впоследствии гамма-кванта с энергией 2.2 МэВ такое время может составлять $\sim 10^{-4} \text{ с}$, что на порядок выше по сравнению с использованием гадолиния в качестве поглотителя. Именно из-за большого сечения захвата тепловых нейтронов соединения с гадолинием часто используются в качестве добавок в сцинтиллятор нейтринных детекторов – это позволяет существенно сократить время между мгновенным и задержанным сигналом. Однако, поскольку гадолиний является тяжёлым металлом, высокая концентрация его соединений может привести к нестабильности сцинтиллятора и выпадению гадолиния в осадок.

Помимо фона случайных совпадений существует и коррелированный фон. Сигналы коррелированного фона также связаны с реакцией $Gd(n, \gamma)$, поэтому тоже разделены промежутком времени между попаданием нейтрона в детектор и его захватом ядром гадолиния, и первоначальное событие, которое является причиной появления обоих сигналов, не связано с нейтрино. Основным источником коррелированного фона являются быстрые нейтроны. Попадая в детектор быстрый нейтрон замедляется через упругое рассеяние на протонах мишени, в результате чего протон отдачи вызывает сцинтилляцию, что даёт первый мгновенный сигнал. Замедлившийся нейтрон так же, как и в случае с реакцией ОБР поглощается, что даёт задержанный сигнал. Схема регистрации коррелированного события от быстрого нейтрона показан на рисунке 10 справа.

Происхождение быстрых нейтронов обусловлено как фоном космического излучения, так и работой реактора. Более подробно об измерениях фона быстрых нейтронов и его подавлении будет изложено в разделах 2.4 – 2.6.

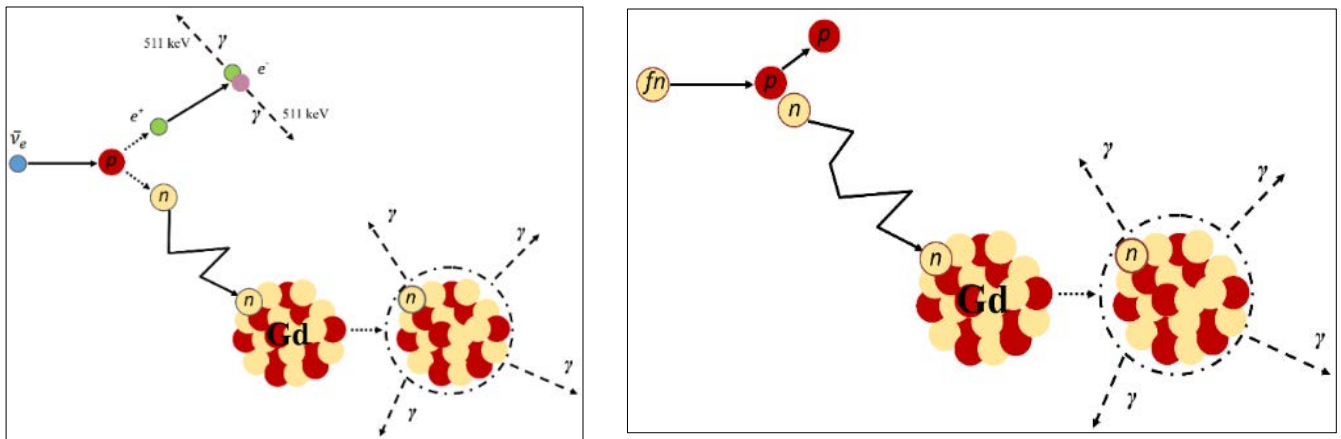


Рисунок 10. Слева – схема процесса регистрации антинейтрино посредством реакции ОБР; справа – схема события коррелированного фона от последовательного взаимодействия быстрого нейтрона с ядрами атомов водорода и гадолиния.

Перейдём к описанию детектора и его систем, которые позволяют проводить относительные измерения спектра реакторных антинейтрино на разных расстояниях: каким образом осуществляется регистрация нейтрино, измерение его энергии и

определение места взаимодействия и какими методами подавляется фон случайных совпадений и коррелированный фон.

2.2 Описание детектора

В установке Нейтрино-4 можно выделить следующие системы:

- Детектор реакторных антинейтрино. Объём, разделённый на секции и заполненный жидким сцинтиллятором.
- Пассивная защита. Служит для защиты от нейтронного и гамма-фона.
- Активная защита (АЗ). Оцифрованные сигналы АЗ записываются в отдельные каналы и в последующей обработке данных используются для выделения сигналов детектора, несвязанных с космическим излучением.
- Система передвижения детектора. Детектор перемещается внутри пассивной защиты по рельсовому пути.
- Система распределения высокого напряжения. Система позволяет установить индивидуальное высокое напряжение на каждый ФЭУ или элемент активной защиты и следить за его стабильностью.
- Система сбора данных. Сигнал с каждого ФЭУ или элемента активной защиты, превышающий устанавливаемый порог, оцифровывается и записывается на компьютер вместе со временем регистрации.

Схема установки Нейтрино-4 представлена на рисунке 11. Детектор (1 на рисунке 11) представляет собой алюминиевый бак с размерами 245x133x124 см³ с крышкой, разделённый на одинаковые секции зеркальной сборкой и заполненный жидким сцинтиллятором.

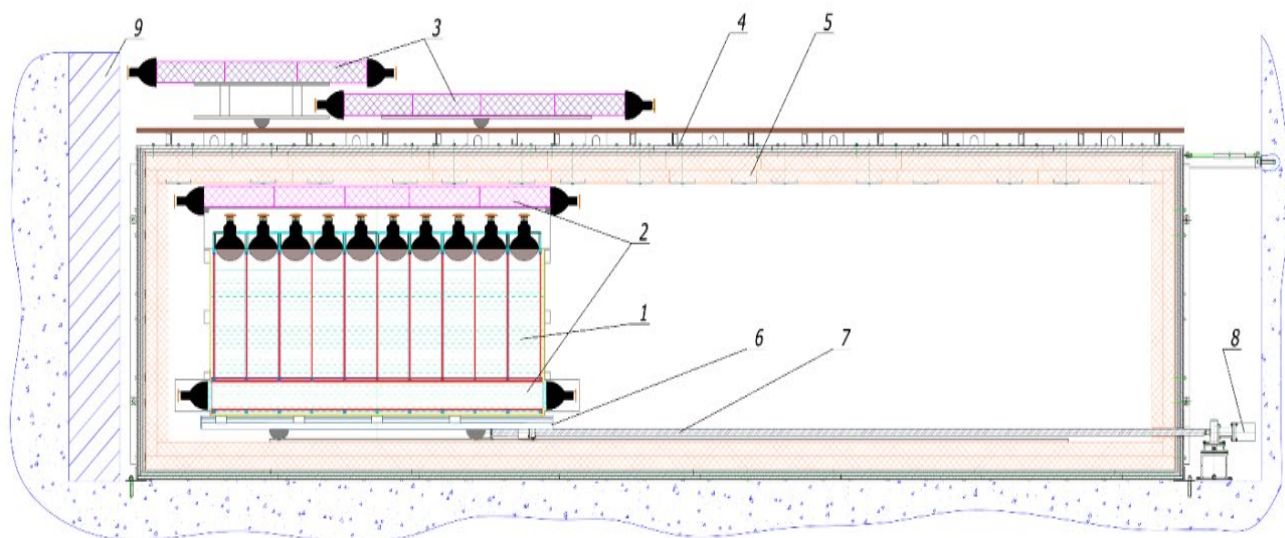


Рисунок 11. Общая схема экспериментальной установки: 1 - детектор реакторных антинейтрино, 2 - внутренняя активная защита, 3 - внешняя активная защита (зонтик), 4 - стальная и свинцовая пассивная защита, 5 - борированный полиэтилен пассивной защиты 6 - передвижная платформа, 7 - винт подачи, 8 - шаговый двигатель, 9 - защита от быстрых нейтронов из железной дробы.

Основой для сцинтиллятора послужил линейный алкил бензол (ЛАБ). Данное соединение обладает высокой температурой вспышки, низкой химической активностью, имеет при этом хорошие показатели по световыходу и доступно для изготовления в больших количествах. Поскольку в качестве поглотителя нейтронов используется гадолиний, то немаловажным преимуществом ЛАБа является стабильность его смеси с соединениями гадолиния. Использование концентрации гадолиния 0.1% позволяет сохранить стабильность сцинтиллятора и добиться небольшого времени захвата теплового нейтрона ~ 31 мкс. Для достижения необходимых спектров излучения и поглощения в сцинтиллятор также добавлены 2,5-дифенилоксазол (PPO) с концентрацией 3 г/л и 1,4-бис(2-метилстерил) бензол (bis-MSB) с концентрацией 15 мг/л. Световыход конечного сцинтиллятора 50% световыхода антрацена. Этот сцинтиллятор был изготовлен коллаборацией Daya Bay для своего эксперимента и 3 м^3 были проданы профессором Джуном Као для

эксперимента Нейтрино-4. Подробно о процессе производства и исследовании свойств данного сцинтиллятора изложено в [73]. Также в работе [74] рассматриваются различные варианты состава сцинтиллятора на основе ЛАБ. Спектр излучения этого сцинтиллятора при облучении его светом с длиной волны 260нм, взятый из работы [73], показан на рисунке 12. Уже упоминавшиеся свойства стабильности концентрации гадолиния были проверены в течение 500 дней. Результат проверки – на рисунке 13 слева, на том же рисунке справа демонстрируется стабильность оптических свойств сцинтиллятора. Как видно из рисунка сцинтиллятор сохраняет свойства на протяжении длительного времени.

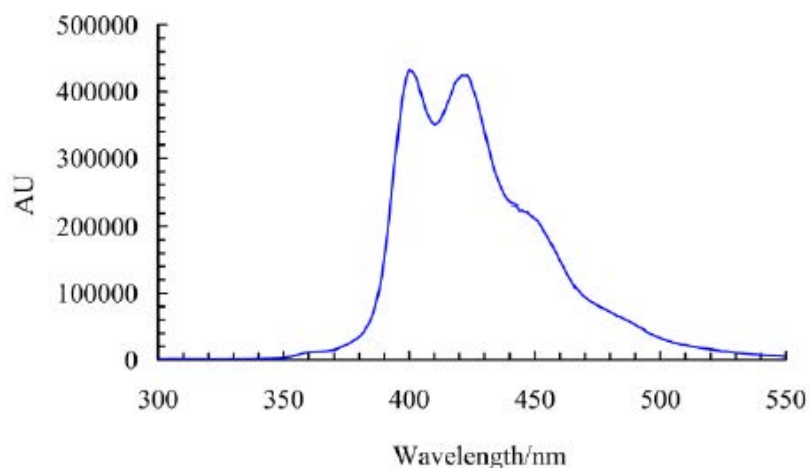


Рисунок 12. Спектр излучения сцинтиллятора с добавкой гадолиния от коллаборации Daya Bay [73] при облучении длиной волны 260нм.

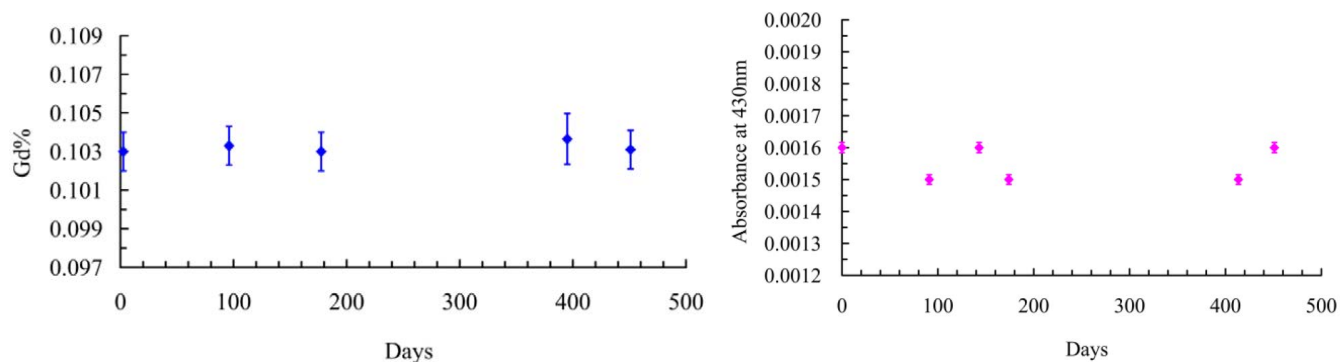


Рисунок 13. Слева – концентрация гадолиния в сцинтилляторе Daya Bay в зависимости от времени; справа – зависимость от времени оптического поглощения сцинтиллятора Daya Bay при длине волны 430нм. Рисунки взяты из работы [73].

К недостаткам данного сцинтиллятора можно отнести слабовыраженные свойства разделения сигналов по форме импульса. В работе [75] отмечается некоторое различие в форме сигналов от тяжёлых и лёгких частиц для сцинтиллятора схожего по составу (также на основе ЛАБ и добавлением PPO и bis-MSB, но без гадолиния), однако в [76] показано, что данное различие достаточно слабое по сравнению со сцинтиллятором NE-213.

Детектор разделён сплошной горизонтальной плоскостью зеркальной с обеих сторон на две неодинаковые части, которые оптически не связаны друг с другом. Нижний объём (обозначен 2 снизу на рисунке 11) высотой 170мм разделён вдоль длинной стороны бака также зеркальной с двух сторон стенкой на две равные части, которые заполнены тем же сцинтиллятором. В торцах нижнего объёма сделаны прозрачные иллюминаторы из оргстекла, к ним с помощью силиконового масла примазаны ФЭУ-49Б, которые крепятся опорной конструкцией. На каждую часть нижнего объёма смотрят по два ФЭУ с каждой стороны. Обе части нижнего объёма оптически не связаны между собой и выполняют роль активной защиты.

Верхний объём детектора (1 на рисунке 11) специальной сборкой разделён на 50 (10 рядов по 5 секций, первый ряд – ближний к реактору) одинаковых вертикальных секций размерами $0.225 \times 0.225 \times 0.75 \text{ м}^3$. Сверху каждой секции устанавливается ФЭУ PMT Enterprise 9354 или ФЭУ Hamamatsu 5912 (в первых трёх рядах и в семи остальных соответственно). Эти модели ФЭУ практически идентичны по своим характеристикам. Секции заполнены сцинтиллятором на высоту 0.70 м. Между сцинтиллятором и ФЭУ остается прослойка воздуха для выравнивания светосбора, о чём более подробно речь пойдёт в главе 3. Все, и внутренние, и внешние стенки разделяющей сборки зеркальные, изготовлены из оргстекла с алюминиевым напылением. Таким образом каждая секция представляет собой «колодец» с зеркальным дном и стенками, в который без погружения смотрит ФЭУ. Полный объём сцинтиллятора в верхней части детектора 1.8 м^3 . Верхний объём предназначен для регистрации антинейтрино. Разделение на секции позволяет с

точностью до размера секции определить место, в котором произошло взаимодействие антинейтрино с протоном. Кроме того, секционирование даёт дополнительные критерии отбора нейтринных событий по пространственному распределению сигналов характерному для реакции ОБР, тем самым подавляя коррелированный фон и фон случайных совпадений при обработке данных. Первый и последний ряд детектора используется в качестве пассивной защиты от быстрых нейтронов и гамма-кэтчера аннигиляционных гамма-квантов. Таким образом, объём сцинтиллятора, использующийся для измерений, составляет 1.42 м^3 .

Детектор находится на телеге (6 на рисунке 11), которая перемещается по рельсам при помощи приводной системы. В первоначальной версии передвижение телеги осуществлялось через вращение шаговым двигателем (8 на рисунке 11) винта (7 на том же рисунке) шарико-винтовой передачи, гайка которой закреплялась на телегу. Впоследствии, эта система была заменена на ручную лебёдку, которая была установлена на месте шагового двигателя. Контроль за положением детектора выполнялся лазерным дальномером, установленном там же. Точность составляет позиционирования 0.5 см . Для измерений детектор перемещается в различные позиции на расстояние кратное размеру секции. В результате разные секции измеряют спектр антинейтрино на одинаковых расстояния от реактора, за исключением краевых позиций на ближнем и дальнем расстояниях.

Детектор на телеге перемещается внутри пассивной защиты – «домика» (4, 5 на рисунке 11). Защита окружает детектор со всех сторон и состоит из листов железа и свинца для защиты от гамма-излучения, которые закреплены на блоках из борированного полиэтилена, предназначенного для подавления фона тепловых и быстрых нейтронов. Между домиком и ближней к реактору стеной заложена чугунная дробь (9 на рисунке 11) в качестве дополнительной защиты от фонового излучения реактора. Общий вес пассивной защиты (без дроби) 60 тонн .

Активная защита детектора состоит из внешней (3 на рисунке 11) и внутренней (2 на рисунке 11) частей по отношению к пассивной защите. Детекторы внешней

защиты – «зонтика» собраны из блоков пластикового сцинтиллятора размерами $50 \times 50 \times 12 \text{ см}^3$ по 3 или 4 блока в ряд на один модуль. Блоки примазаны торцами друг к другу силиконовой оптической смазкой, и каждый модуль обёрнут майларом и непрозрачной чёрной плёнкой. К торцам модуля прикреплены с оптическим контактом по два ФЭУ-49 с каждой стороны. Шесть длинных и шесть коротких модулей установлены на две сцепленные между собой рамы на колёсах, которые перемещаются внутри уложенных на крыше швеллеров при помощи ручной лебёдки. Зонтик перемещается отдельно от детектора, но согласованно с сохранением их симметричного взаимного расположения в любой позиции детектора. Внутренняя АЗ состоит из нижней части, о которой было сказано ранее, и верхней, которая устроена схожим с зонтиком образом с той лишь разницей, что три модуля внутренней части АЗ составлены из пяти блоков (средний модуль собран из блоков $50 \times 30 \times 12 \text{ см}^3$), расположены на крышке детектора и перемещаются вместе с ним. Активная защита работает по схеме антисовпадений – при одновременной (или с установленной временной задержкой) регистрации сигналов в любом из модулей АЗ и в секции детектора сигнал в детекторе отбрасывается. Такая система позволяет подавить мюонный фон космического излучения и частично уменьшить естественный коррелированный фон быстрых нейтронов, связанный с взаимодействием высокоэнергетических мюонов с ядрами элементов самого детектора и окружающих его материалов, при котором происходит появление быстрых нейтронов.

Высоковольтное питание всех фотоумножителей детектора и активной защиты осуществляется через систему распределения высокого напряжения. Система состоит из высоковольтного источника, напряжение с которого подаётся на 50-канальный дистрибьютор. С дистрибьютора высокое напряжение распределяется индивидуально на каждый ФЭУ. Управление и контроль за стабильностью установленного через дистрибьютор напряжения осуществляется с компьютера, к которому дистрибьютор подключается через интерфейсную PCI-плату. Данная

система распределения высокого напряжения позволяет индивидуально регулировать и сохранять стабильным коэффициент усиления каждого фотоумножителя, благодаря чему становится возможной одинаковая настройка всех секций нейтринного детектора и модулей активной защиты. Данная система была разработана в ОРЭ ОФВЭ ПИЯФ, характеристике её представлены в таблице 3.

Таблица 3. Характеристики системы распределения высокого напряжения.

Характеристика	Значение
Регулировка напряжения	0...1500 В; 0.1%
Максимальный ток	0.5 мА
Мониторирование тока	0.1%
Мониторирование напряжения	0.1%
Стабильность (за 24 часа)	0.1%

Для организации питания динодов всех ФЭУ используются активные делители, также разработанные в ОРЭ ОФВЭ ПИЯФ. Использование активных делителей позволяет добиться низкого потребления тока и независимости напряжения на динодах от загрузки ФЭУ сигналами.

Для регистрации и считывания сигналов с детектора в ОРЭ ОФВЭ ПИЯФ разработана система CROS-3N с временной и амплитудной обработкой входной информации, построенная с использованием современных аналого-цифровых преобразователей, программируемой логики FPGA и экономным считыванием информации с помощью высокоскоростных последовательных средств передачи данных, включая дуплексный оптический канал. Структура системы CROS-3N представлена на рисунке 14. Система состоит из трёх функциональных частей: придетекторной электроники (модуль ASF48 – дигитайзер), производящей амплитудно-цифровую и время-цифровую первичную обработку данных, электроники форматирования, буферизации и считывания (модуль CCB16 – концентратор), а также - электроники накопления данных в системном буфере (модуль CBS-B).

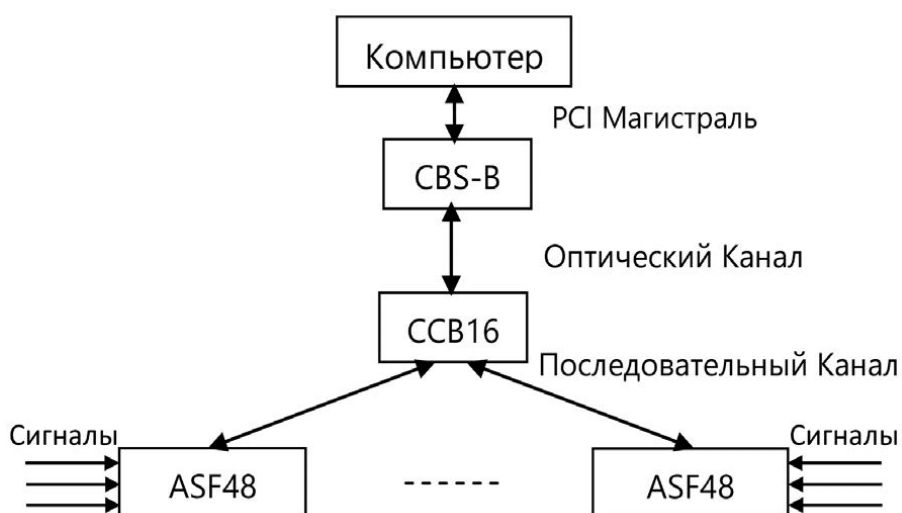


Рисунок 14. Структура системы CROS-3N

Модули ASF48 располагаются на детекторе и содержат по 48 каналов первичной обработки информации. Сигналы детектора поступают на входы амплитудно-цифрового (АЦП) и время-цифрового (ВЦП) преобразования. Два параллельных потока затем форматируются в один блок для последующего чтения через последовательный канал. Внутренняя программируемая логика модуля ASF48 устанавливает временное окно, в течение которого производится выборка АЦП и ВЦП преобразований входных данных. Упрощённая схема модуля ASF48 показана на рисунке 15. Модуль выполнен на базе 8-канальных 12-разрядных преобразователей (Flash ADC) и микросхемы программируемой логики FPGA. Основные характеристики модуля ASF48 представлены в таблице 4:

Таблица 4. Характеристики модуля ASF48.

Характеристика	Значение
Число каналов	48
Разрядность АЦП	12 бит
Частота АЦП	65 МГц
Разрядность таймера	44 бита, 100 МГц (10 нс – 2 сут.)
Скорость передачи данных	100 Мб/с
Питание	2.7 А/3.8 В/10.3 Вт

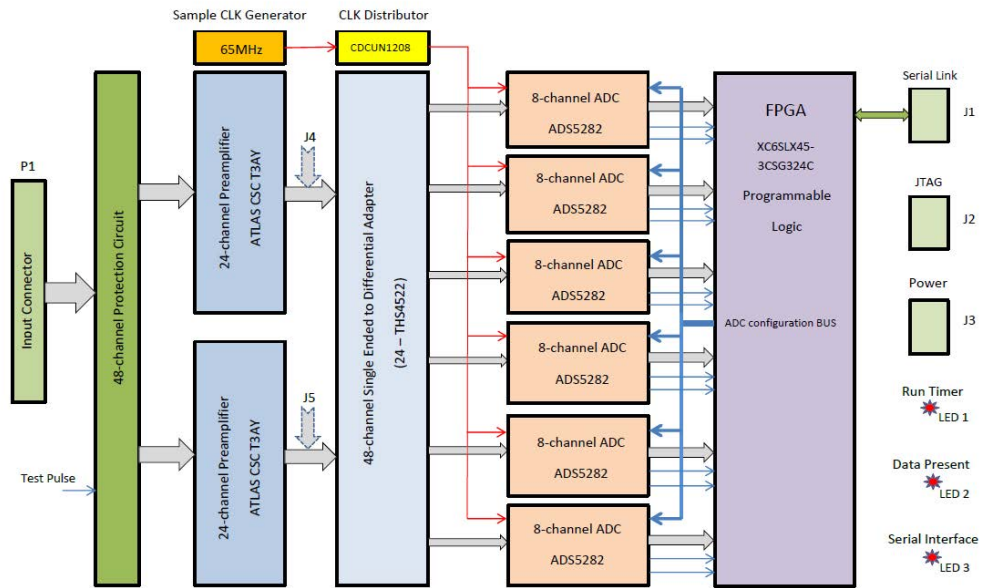


Рисунок 15. Упрощённая структурная схема модуля ASF48.

Модуль ССВ16 располагается вблизи модулей ASF48, вплоть до 16 модулей ASF48 могут быть соединены с модулем ССВ16 с помощью двунаправленных последовательных каналов. Модуль ССВ16 собирает данные с ASF48, формирует блок считывания и передаёт данные в системный буфер (модуль CBS-B) по оптическому каналу (до 2 Гб/с). Управляющие константы и другие служебные данные могут быть загружены в модули ASF48 и ССВ16 из системного буфера.

Модуль CSB-B представляет собой стандартную плату PCI-32, обеспечивающую передачу данных по дуплексному оптическому каналу и считывание данных в компьютер через шину PCI/PCI-X. Модуль выполняет две основных задачи: сбор и накопление данных для последующей трансляции в компьютер, а также – запись из компьютера блока управляющих констант для последующей трансляции в модули системы. Для работы с системой CROS-3N создано специальное программное обеспечение под ОС Linux, с помощью которого производится настройка и управление системой.

В эксперименте Нейтрино-4 система CROS-3N работает в режиме с внутренним триггером. В этом режиме, когда значение оцифрованного сэмпла

входного сигнала в одном из каналов дигитайзера, превышает установленное пороговое значение, вырабатывается внутренний триггер. При срабатывании триггера происходит запись времени срабатывания триггера по внутреннему таймеру, запись определённого числа сэмплов, хранящихся в постоянно обновляемой области памяти, которые предшествовали срабатыванию триггера – так называемый офсет, и оцифровка с последующей записью некоторого числа сэмплов после срабатывания триггера. Пороги срабатывания триггера настраиваются в программе для работы с CROS-3N индивидуально для каждого канала каждого модуля ASF48. Для всех каналов одного модуля устанавливаются регулируемые значения числа сэмплов офсета (0-15) и общего числа сэмплов для записи (офсет + сэмплы после триггера от 1 до 992). Запись офсета необходима при дальнейшем анализе сигнала для определения нулевого уровня. Внутренний таймер работает с частотой 100МГц, то есть разницу по времени срабатывания двух триггеров можно установить с точностью до 10нс. Схема работы системы CROS-3N в режиме с внутренним триггером показана на рисунке 16.

Монтаж системы сбора данных производили В.Г. Ивочкин, Н.В. Грузинский, А.О. Полюшкин и А.В. Васильев. Настройка и техническая поддержка всех электронных систем осуществлялась В.Г. Ивочкиным.

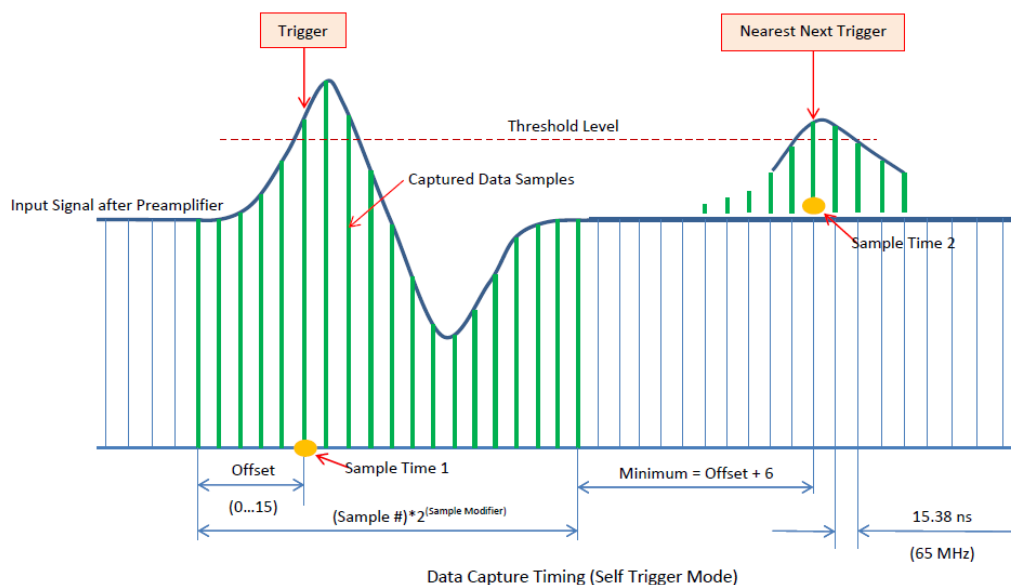


Рисунок 16. Схема работы системы CROS-3N в режиме с внутренним триггером.

Так, подавая сигналы с каждого ФЭУ детектора на отдельный канал CROS, на выходе имеем всю необходимую информацию: время события, место – секция, в которой был зарегистрирован сигнал, и сам оцифрованный сигнал, по которому можно определить амплитуду, заряд и длительность импульса. Также на CROS подаются сигналы с каждой пластины внутренней АЗ и сигналы с двух частей «зонтика». Все данные, поступающие в CROS-3N, записываются в файл для последующей обработки.

2.3 Обработка данных

На первом этапе происходит чтение файла с данными, определяются параметры каждого события: время, номер канала, амплитуда сигнала с учётом нулевого уровня. По номеру канала и амплитуде определяются события, которые можно отнести к срабатыванию активной защиты. На следующем этапе происходит отбор сигналов незапрещённых АЗ. Подробнее о критерии этого отбора будет рассказано в разделе 2.6.1. Далее отобранные события группируются по времени: сигналы, зарегистрированные в интервале от 0 до 200нс (характерная длительность импульса по основанию) считаются одновременными. Таким образом выделяются события, которые могут быть связаны одной причиной и состоять как из одного, так и из нескольких сигналов в разных каналах детектора. Подобному событию приписывается время первого сигнала.

Затем происходит поиск коррелированных пар событий уже среди сгруппированных одновременных. Самое первое зарегистрированное событие рассматривается как потенциальный сигнал от позитрона и гамма-квантов – мгновенный сигнал, далее «открывается окно» для поиска второго события. Здесь и далее слова сигнал и событие используются как синонимы, если не уточняется иное. Ширина окна подобрана таким образом, чтобы с вероятностью близкой к 1

обнаружить второй коррелированный сигнал. Если τ – время «жизни» теплового нейтрона в сцинтилляторе до захвата ядром, то число захваченных в момент времени t нейтронов будет зависеть от времени как $N \sim e^{-t/\tau}$. Время «жизни» теплового нейтрона в сцинтилляторе, как уже отмечалось ранее, зависит лишь от концентрации ядер поглотителя. Так в течение промежутка времени равного 3τ с вероятностью 95% захват произойдет. Если при этом выбрать ширину окна 9τ , то по количеству парных по времени событий, которые разделены промежутком от 6τ до 9τ можно оценить фон случайных совпадений. Число случайных совпадений пропорционально временному интервалу, и вероятность обнаружения второго сигнала не зависит от времени, поэтому в интервале $6 - 9\tau$ случайных совпадений столько же, сколько и от 0 до 3τ , а коррелированных сигналов уже практически нет. При отборе коррелированных событий используются дополнительные условия по амплитуде и пространственному распределению сигналов, составляющих событие, которые накладываются на мгновенное и задержанное события. Более детально о критериях этого отбора также будет рассказано в разделе 2.6.3. Если в заданном временном окне ($0 - 9\tau$) обнаруживается второй сигнал, то коррелированное событие записывается, следующий сигнал рассматривается как мгновенный и поиск в новом временном интервале 9τ повторяется. Если же второго сигнала в окне нет, то есть следующее во времени событие происходит позже, чем через 9τ , то тогда первое событие отбрасывается, а второе рассматривается как мгновенное и поиск повторяется. Так последовательно, перебирая все события в хронологическом порядке, выделяются все коррелированные пары событий. В случае если событие состоит из нескольких сигналов отдельных каналов детектора, то их энергии складываются, и эта суммарная энергия считается энергией всего события, а секцией детектора, в которой произошло событие, считается та, где был зарегистрирован максимальный по амплитуде сигнал. По отобранным событиям строятся два набора энергетических спектров событий, удовлетворяющих всем критериям отбора – спектры мгновенных сигналов, произошедших в одном ряду секций, для которых

задержанное событие происходит в интервале $0 - 3\tau$, и спектры мгновенных сигналов, также произошедших в любой из секций одного ряда, с задержанным сигналом в интервале $6 - 9\tau$. Первый набор – суммарные спектры коррелированных и случайных сигналов каждого ряда детектора, второй – спектры только случайных совпадений. Спектры нормируются на время набора данных. Для каждого ряда, вычитая из первого спектра второй, получаем итоговый спектр мгновенных сигналов только коррелированных событий в данном ряду. Такие спектры набираются при работающем реакторе (реактор ON) – в спектры попадают как сигналы ОБР, так и фоновые от быстрых нейтронов, и во время остановки реактора (реактор OFF), тогда измеряются только спектры фона. Итоговым результатом являются разности нормированных на время спектров, измеренных при работающем реакторе, и фоновых спектров, полученных для каждого ряда при каждом положении детектора.

2.4 Место проведения эксперимента

Модельно независимое решение задачи поиска четвёртого нейтрино с массой $\sim 1\text{эВ}$ требует не только позиционно и энергетически чувствительного детектора, но и как можно заключить из раздела 2.1, накладывает условия и на источник нейтрино. Как было показано исследовательский реактор высокой мощности является одним из оптимальных источников нейтрино как раз для реализации метода относительных измерений в задаче поиска лёгкого стерильного нейтрино. Реактор SM-3 имеет очень компактную активную зону при высокой мощности, но для проведения измерений нейтринных спектров в фоновых условиях, сопутствующих такому источнику, необходима подготовка лабораторного помещения.

2.4.1 Реактор СМ-3

Исследовательский реактор СМ-3 – корпусной высокопоточный водо-водяной ядерный реактор с промежуточным спектром нейтронов. Главным преимуществом реактора СМ-3 является компактная активная зона ($42 \times 42 \times 35 \text{ см}^3$) при высокой тепловой мощности реактора 90 МВт. Схема реактора в разрезе и картограмма активной зоны представлены на рисунке 17. Основные характеристики перечислены в таблице 5. Рисунки и характеристики взяты из [77, 78].

Таблица 5. Характеристики реактора СМ-3.

Характеристика	Значение
Максимальная мощность	100 МВт
Средняя энергия нейтронов	0.1 эВ
Максимальная плотность потока тепловых нейтронов	$5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Максимальная плотность потока быстрых нейтронов	$2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Размер активной зоны	$420 \times 420 \times 350 \text{ мм}^3$
Замедлитель	Вода
Теплоноситель	Вода
Отражатель	Бериллий
Топливо	UO ₂ , 90% обогащения
Средняя плотность энерговыделения	2 МВт/л

Активная зона окружена бериллиевым отражателем, в центре зоны размещена нейтронная ловушка. В качестве топлива используется диоксид урана-235 с высоким обогащением (90%). Реактор охлаждается за счёт принудительной циркуляции воды под давлением до 4.9 МПа в первом контуре. В ловушке, активной зоне и в отражателе предусмотрены места размещения облучаемых материалов для широкого спектра задач материаловедения и обширной изотопной программы. Реактор работает в режиме: две микрокампаний продолжительностью 10–14 суток и остановки между ними до 2 суток для перегрузки, по завершении второй микрокампании следует остановка на 5 суток. Раз в год в течение одного месяца

проводится планово-предупредительный ремонт, на время которого реактор останавливается, и раз в два года дополнительно осуществляется ремонт вентцентра длительностью 2 недели.

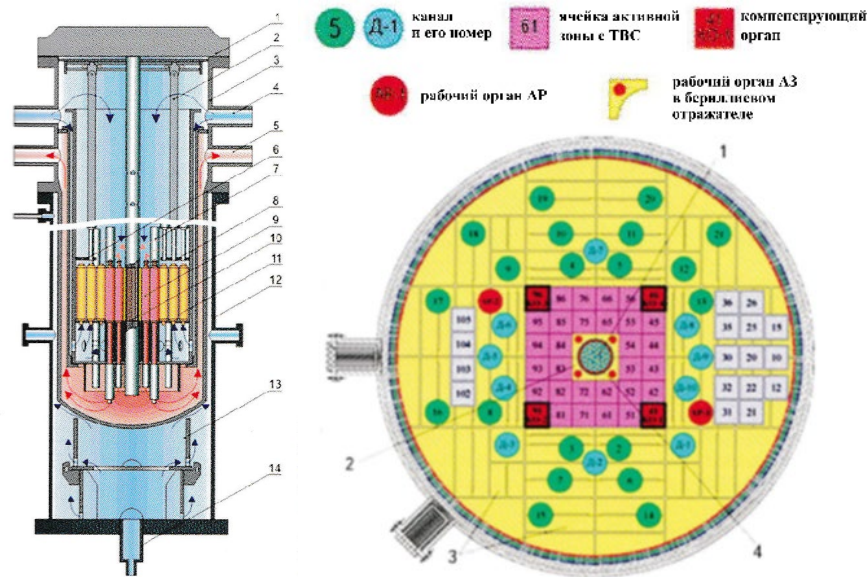


Рисунок 17. Слева – разрез реактора СМ-3: 1 – крышка; 2 – механизм перегрузки; 3 – корпус СМ-3; 4 – входной патрубок; 5 – выходной патрубок; 6 – малая разгрузочная площадка; 7 – трубка КО; 8 – большая разгрузочная площадка; 9 – ТВС; 10 – центральная высокопоточная область; 11 – бериллиевый отражатель; 12 – корпус СМ-2; 13 – тепловая защита СМ-2; 14 – входной патрубок системы охлаждения межкорпусного пространства. Справа – картограмма активной зоны СМ-3: 1 – ловушка нейтронов; 2 – бериллиевые вкладыши; 3 – бериллиевые блоки отражателя; 4 – центральный компенсирующий орган.

На реакторе СМ-3 помимо радионуклидной продукции для промышленного или медицинского применения нарабатываются изотопы в том числе для экспериментов по синтезу новых сверхтяжёлых элементов [79], а также на этом реакторе был наработан источник нейтрино ^{51}Cr для эксперимента BEST [80].

Изначально, реактор СМ-3 с максимальной мощностью 100 МВт создавался для проведения, как пучковых, так и петлевых экспериментов. Пять помещений, в которые были выведены нейтронные пучки, разделялись бетонными стенами толщиной 1 метр. Это позволяло проводить эксперименты с нейтронными пучками,

не влияя при этом на фоновые условия для соседних установок. Впоследствии основная программа экспериментов была нацелена на работы, связанные с облучением в центре активной зоны реактора. За 25 лет эксплуатации был накоплен значительный флюенс на корпусе реактора, что вызвало необходимость его замены. Самым простым решением было установить новый корпус в старый бак реактора без сочленения с горизонтальными каналами. Но это решение привело к тому, что центр активной зоны стал выше на 67 см относительно прежнего положения. В итоге горизонтальные каналы перестали использоваться, а приоритет был отдан петлевым установкам. Нейтронный поток на месте прежних пучковых каналов был снижен на 4 порядка, что соответственно привело к снижению нейтронного фона (тепловых нейтронов) до $4 \cdot 10^{-3}$ н/(см²с) в бывших помещениях пучковых каналов. А это на несколько порядков ниже, чем нейтронный фон, который, как правило, бывает в аналогичных залах исследовательских реакторов.

Схема размещения детектора антинейтрино на реакторе SM-3 представлена на рисунке 18.

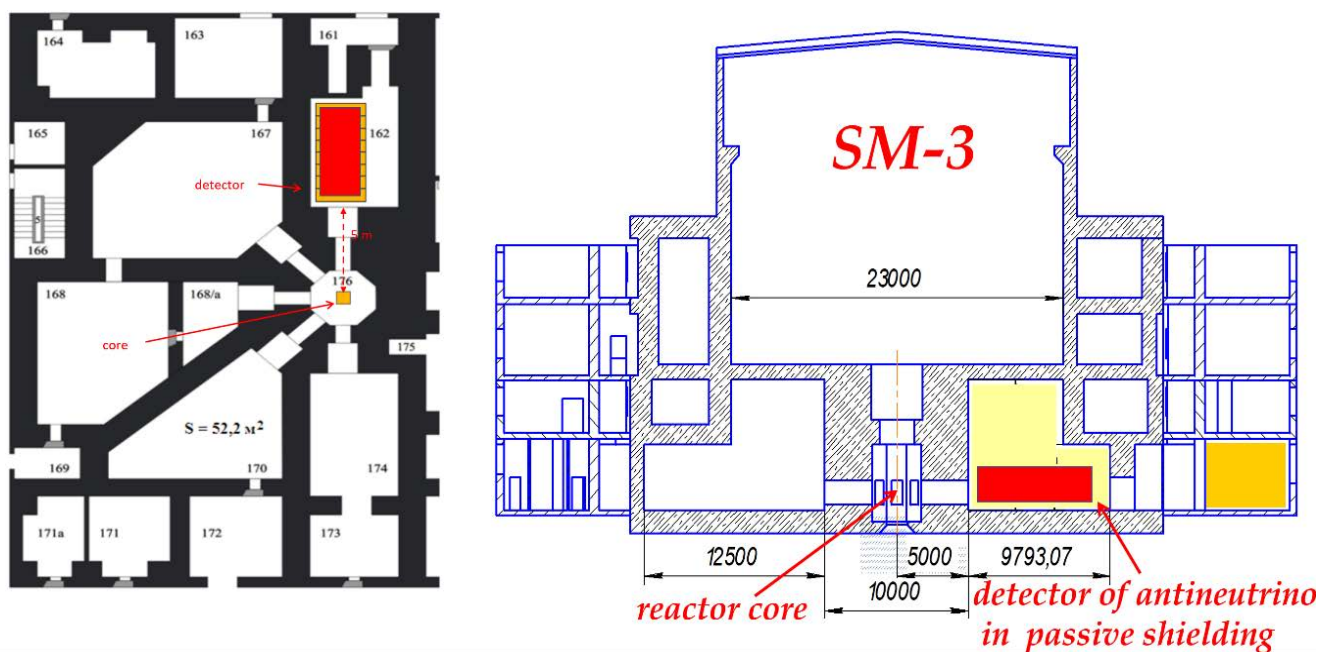


Рисунок 18. Расположение детектора антинейтрино на реакторе SM-3.

2.4.2 Подготовка помещения

Нейтринная лаборатория для поиска осцилляций была оборудована в помещении 162. Рядом с данным помещением находится только одна комната, в которой ведутся работы на петлевой установке, и как было отмечено ранее, оба помещения разделены толстой бетонной стеной. Кроме этого, важным преимуществом помещения 162 именно для эксперимента по поиску осцилляций является возможность располагать детектор близко к активной зоне и измерять спектр реакторных антинейтрино в широком диапазоне расстояний (6–12 метров).

Установке экспериментального оборудования предшествовала масштабная подготовка помещения [81, 82]. На первом этапе подготовки были проведены измерения потока мюонов космического излучения, спектры гамма-излучения, потоки тепловых и быстрых нейтронов в различных точках помещения и при различной мощности реактора. В качестве гамма-спектрометра использовался детектор на основе кристалла NaI(Tl) с фотоэлектронным умножителем. Также этот детектор был использован и для измерений неоднородности мюонного фона из-за неравномерного распределения материалов здания. Для измерения потока тепловых нейтронов применялся откалиброванный пропорциональный ^3He -счётчик. Поток быстрых нейтронов измерялся таким же пропорциональным счётчиком, который был помещён в защиту из полиэтилена и борированной резины. Внешний слой из борированной резины поглощает тепловые нейтроны (3мм слой резины с 60% содержанием бора подавляет поток тепловых нейтронов на 2 порядка), а внутренний слой защиты из полиэтилена без добавок поглотителя замедляет быстрые нейтроны до тепловых скоростей для последующей регистрации в ^3He -детекторе. Все измерения фоновых условий на этапах подготовки до установки пассивной защиты были проведены В.Г. Зиновьевым.

Для преобразования скорости счёта пропорционального ^3He -детектора (с^{-1}) в единицы плотности потока оба детектора были прокалиброваны с помощью

стандартного детектора МКС АТ6102. Для калибровки ^3He -детектор и МКС помещались вплотную друг к другу на расстоянии 3 м от Pu-Be нейтронного источника.

Изготовленные детекторы тепловых и быстрых нейтронов имели чувствительность на два порядка выше, чем стандартный детектор МКС. Эти детекторы применялись для проведения измерений в условиях низкого фона. Оценка нейтронного фона производилась, сначала до изменений с дверью бывшего нейтронного канала (до переделки шибера устройства), затем после переделки и, наконец, после установки пассивной защиты нейтронного детектора.

Измерения показали существенные и неоднородные в пределах помещения потоки и тепловых, и быстрых нейтронов $\sim 10^{-3}\text{см}^2\text{с}^{-1}$ и $\sim 10^{-2}\text{см}^2\text{с}^{-1}$ соответственно, а также их зависимость от мощности реактора. Главный источник фона как быстрых, так и тепловых нейтронов – устройства бывшего нейтронного пучка.

Гамма-фон также зависит от состояния реактора, особенно в области энергий 3–8 МэВ от гамма-квантов реакции $\text{Fe}(n, \gamma)$, и от 1 МэВ и выше вблизи от шибера из-за наведённой активности деталей коллиматора нейтроновода. Другим источником постоянного гамма-фона, который не так сильно зависит от мощности реактора, являются неустраняемые загрязнения пола изотопами ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{124}Sb . Поэтому для снижения уровня фона перед размещением лаборатории были необходимы заливка пола тяжёлым бетоном и реконструкция шибера устройства с учётом наличия трёх типов излучения – необходим свинец для подавления гамма-излучения, а также и замедлитель, и поглотитель нейтронов.

Коллиматор нейтроновода был извлечен из шибера, который после этого был заглушен стальной пробкой. Все свободное пространство шибера устройства было заложено свинцовыми кирпичами. В результате этого гамма-фон в диапазоне энергий 1–10 МэВ в области шибера устройства снизился в 10–15 раз. В качестве комбинированной защиты для подавления фонов быстрых и тепловых нейтронов сразу за шиберным устройством была выстроена стена из парафиновых

(замедлитель) кирпичей с добавлением карбида бора (поглотитель), на которую дополнительно были прикреплены листы борированной резины.

В результате реконструкции шибера устройство поток тепловых нейтронов снизился в ~ 29 раз до уровня $\sim 10^{-4} \text{см}^2 \text{с}^{-1}$ [81]. Зависимость от мощности реактора уменьшилась в 5 раз. До реконструкции отношение потоков при мощности реактора 90 МВт и 0 МВт составляла 10 раз, после реконструкции – 2 раза. Также сохранилась зависимость потока тепловых нейтронов от расстояния до шибера устройства. Поток быстрых нейтронов после модернизации шибера снизился в 7–10 раз и достиг уровня $10^{-3} \text{см}^2 \text{с}^{-1}$, что практически соответствует естественному нейтронному фону на поверхности Земли, обусловленному космическим излучением. Кроме того, зависимость потока быстрых нейтронов от мощности реактора осталась в пределах $(5 \pm 2)\%$ (рисунок 19 [82]), что является важным результатом для проведения эксперимента, связанного с регистрацией антинейтрино от реактора. Заливка пола тяжёлым бетоном подавила гамма-фон в области энергий 0.7–2.7 МэВ (фон от ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{124}Sb) в 4 раза.

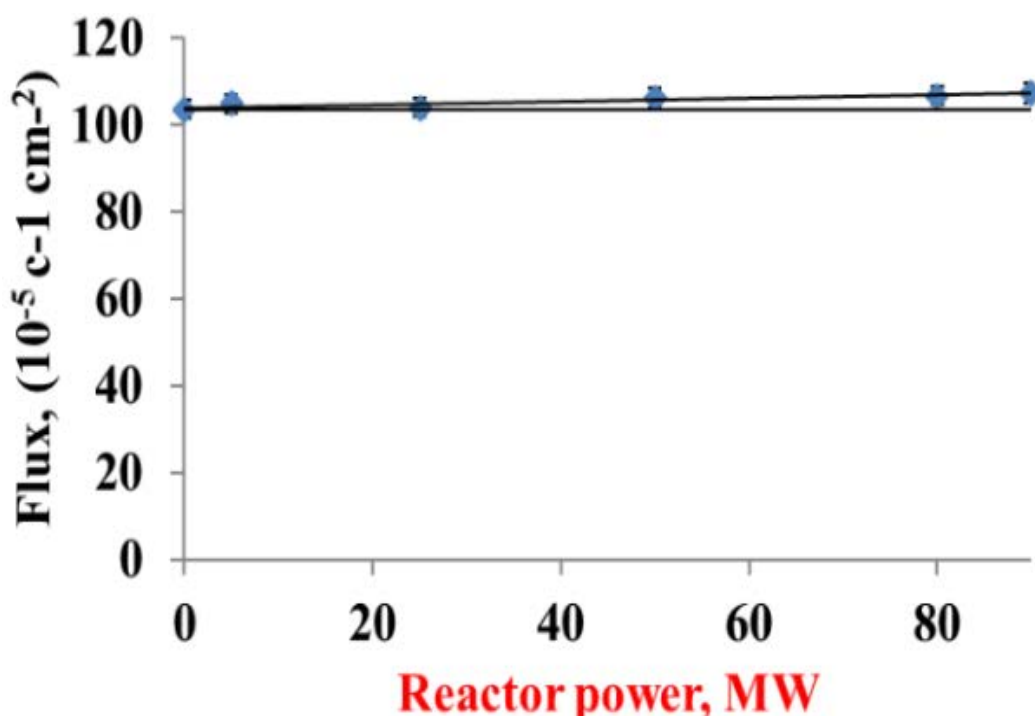


Рисунок 19. Поток нейтронов (у реакторной стены, то есть на расстоянии 5.1 м от активной зоны реактора) в зависимости от мощности реактора.

Тем не менее, сохранилась зависимость интенсивности гамма-излучения с энергий 3–8 МэВ от мощности реактора, которая связана с излучением жёстких гамма-квантов от реакции $\text{Fe}(n, \gamma)$. Вместе с остаточным влиянием реактора на потоки тепловых и быстрых нейтронов это приводит к тому, что для проведения нейтринного эксперимента на исследовательском реакторе для защиты от фона детектор необходимо помещать в пассивную защиту.

Измерения с макетом свинцовой защиты толщиной 5 см показали возможность ослабления фонового гамма-излучения в диапазоне 1.5–7.2 МэВ в 4.5 раза. Также было исследовано влияние свинца на поток быстрых нейтронов, которые рождаются при взаимодействии мюонов космического излучения с ядрами тяжёлых элементов. Для этого детектором быстрых нейтронов измеряли фоновый поток при одной и той же мощности реактора в свинцовой защите толщиной 5 см и без неё. В защите поток быстрых нейтронов возрастал в 2 раза. Поэтому борированный полиэтилен, который служит защитой от тепловых и быстрых нейтронов, должен быть внутренним слоем по отношению к свинцу. Дальнейшее исследование фоновых условий уже внутри пассивной защиты излагается в следующем разделе.

Схема пассивной защиты – «домика» показана на рисунке 11 в предыдущем разделе. Как следует из предварительных измерений фоновых условий в помещении лаборатории и исследования счёта быстрых нейтронов детектором, окруженным свинцом, требуется комплексная защита нейтринного детектора, при чем важен не только состав защиты, но и взаимное расположение экранирующих различные виды излучений материалов. Поэтому пассивная защита собрана из стальных пластин 1x2 м с толщиной 10 мм, которые являются каркасом домика. К пластинам прикреплены 6 свинцовых листов толщиной по 10 мм, а изнутри к стенкам крепятся пластины борированного полиэтилена толщиной 16 см. Общий вес пассивной защиты 60 тонн, объём борированного полиэтилена 10 м³. Размеры области защищённой домиком 2x2x8 м³. Домик в процессе сборки и в собранном виде показан на рисунке 20. Внутри пассивной защиты находится платформа с

детектором антинейтрино, которая может перемещаться по рельсам в диапазоне 6 – 12 м от центра реактора. В домик можно спуститься по лестнице через крышу, если удалить верхние модули домика. Для монтажных работ и возможности доступа во внутрь домика в помещении оборудован кран грузоподъёмностью до 2 тонн.



Рисунок 20. Сверху: слева – сборка пассивной защиты, справа – крыша пассивной защиты; снизу – пассивная защита снаружи.

Главный зал и помещение нейтринной лаборатории соединяются через люк в потолке помещения. Загрузка детектора в пассивную защиту осуществляется из главного зала через этот люк, для этого используется мостовой кран главного зала. На рисунке 21 изнутри показан домик, в который установлены рельсовый путь, тележка, винт подачи и детектор (слева – прототип на 16 секций, справа – полномасштабный детектор).

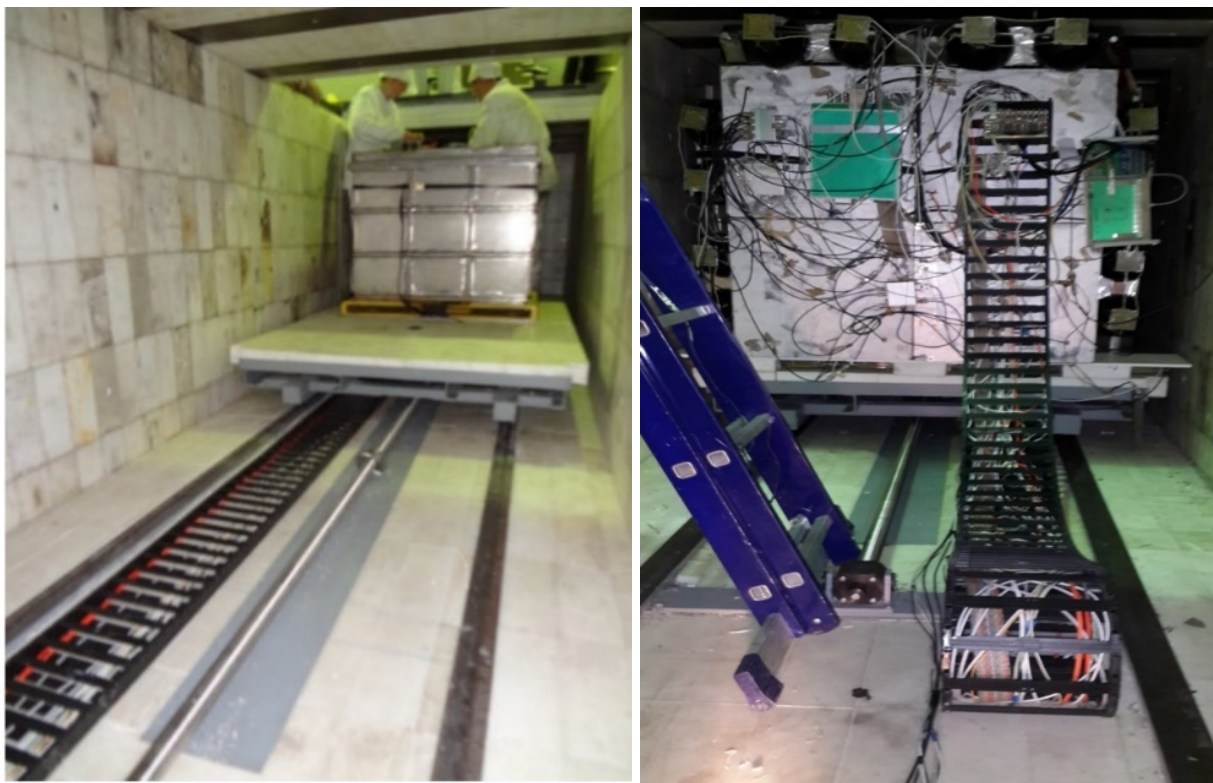


Рисунок 21. Общий вид пассивной защиты: внутри. Слева – модель детектора. Справа – полномасштабный детектор

2.5 Измерение фоновых условий внутри защиты

После установки пассивной защиты теми же детекторами (пропорциональными ^3He -счётчиками и NaI(Tl) гамма-спектрометром) были проведены подробные измерения гамма-спектров и потоков быстрых и тепловых

нейтронов внутри домика на разных расстояниях при работающем и остановленном реакторе.

2.5.1 Фон гамма-излучения

Гамма-кванты не приводят к появлению коррелированных сигналов, но являются источником фона случайных совпадений, который необходимо вычитать, что негативно влияет на статистическую точность (подробнее в разделе 2.6.3). Цель использования пассивной защиты состоит в подавлении гамма-фона. Но, кроме этого, важно как можно сильнее снизить неоднородность фона по расстоянию от реактора, и зависимость его интенсивности от мощности реактора. Сильная зависимость фона от расстояния или мощности реактора может являться причиной большого статистического разброса в оцениваемом количестве зарегистрированных нейтринных событий.

После установки пассивной защиты были проведены подробные измерения гамма-фона внутри защиты, чтобы определить реальные условия работы детектора. Гамма-излучение от изотопов ^{60}Co и ^{137}Cs внутри пассивной защиты удалось снизить в среднем в 4.6 раза, от реакции $\text{Fe}(n, \gamma)$ – в среднем в 3 раза. Установка пассивной защиты позволила практически подавить фон гамма-излучения от реактора до уровня остаточного фона радиоактивных загрязнений. Тем самым была существенно уменьшены зависимости гамма-спектра от положения детектора и мощности реактора. На рисунке 22 приведены спектры, измеренные внутри защиты по пути перемещения детектора на расстояниях 6.28 м, 8.38 м и 10.48 м от реактора [81]. Как видно, заметных различий в формах спектра нет.

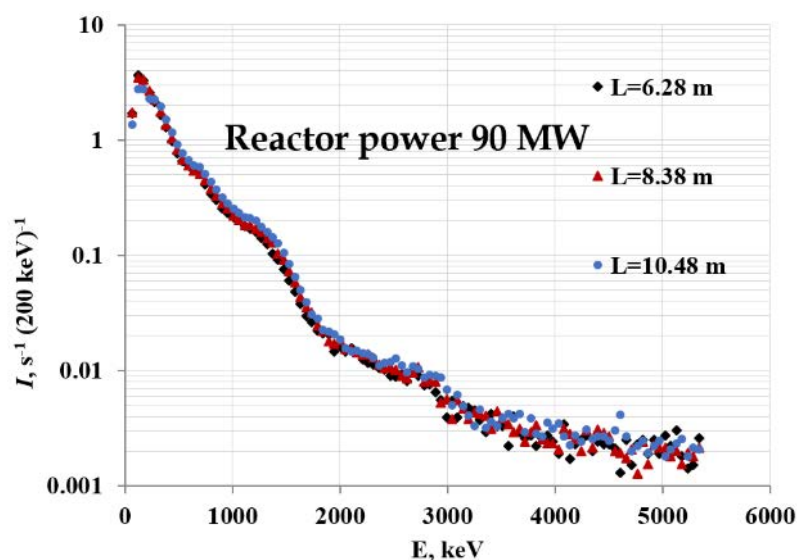


Рисунок 22. Спектр гамма-излучения внутри пассивной защиты при мощности реактора 90 МВт, расстояния от центра реактора 6.28, 8.38, 10.48м.

Зависимость от спектра фонового гамма-излучения от мощности реактора при ближайшем от него положении детектора показана на рисунке 23 [83]. Разница между 90 МВт и остановленным реактором в области выше 1.5МэВ подавлена с 22 раз (измерено после установки защиты снаружи на её крыше вблизи реакторной стены) до всего ~30%. Тем не менее, в этой области энергий наблюдается остаточная зависимость, поэтому измерение фона случайных совпадений с последующим его вычитанием необходимо делать в каждом положении детектора.

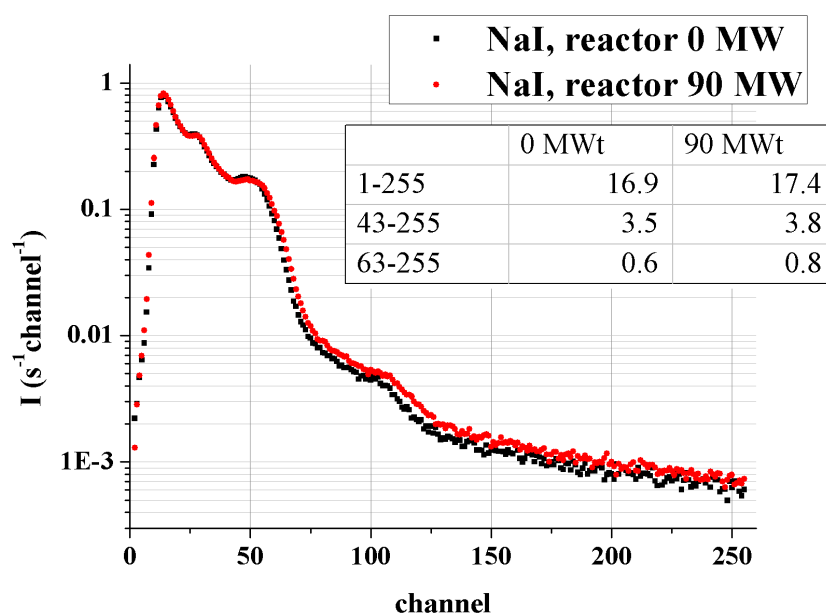


Рисунок 23. Спектры гамма-фона при включённом и выключенном реакторе.

Таким образом, установка пассивной защиты делает удовлетворительными условия остаточного гамма-фона для проведения измерения спектров антинейтрино.

2.5.2 Оценка потоков быстрых и тепловых нейтронов

Как было показано в разделе 2.4.2, после реконструкции шибберного устройства бывшего нейтронного канала и поток тепловых, и поток быстрых нейтронов были существенно ослаблены практически до уровня естественного фона, обусловленного космическим излучением. Также была значительно подавлена и зависимость этих потоков от мощности реактора.

Фон тепловых нейтронов в контексте поиска коррелированных сигналов от реакции ОБР аналогичен по своему влиянию гамма-фону, то есть является причиной фона случайных совпадений. Быстрые же нейтроны – источник коррелированного фона. Это существенно выделяет быстрые нейтроны и делает их наиболее опасной компонентой фона, поскольку не позволяет никаким отбором отделить события в детекторе, связанные с быстрыми нейтронами от нейтринных. Спектр естественной составляющей фона быстрых нейтронов, связанного с космическим излучением, измеряется во время остановки реактора и вычитается. Высокий уровень этого фона по отношению к уровню эффекта – регистрируемых событий ОБР, также приводит к большой статистической ошибке и необходимости длительного накопления данных. Но быстрые нейтроны от реактора не только нельзя отличить от антинейтрино (о некоторых способах выделить сигналы именно от антинейтрино будет сказано далее), но и их спектры не могут быть измерены отдельно. В связи с этим исключительно важной становится задача подавления быстрых нейтронов от реактора защитой до уровня значительно ниже уровня предполагаемого эффекта.

Измерение фона тепловых нейтронов в пассивной защите показали, что коэффициент экранировки этого вида излучения составил 53. Вне пассивной защиты

на крыше домика поток тепловых нейтронов при работающем на мощности 90 МВт реакторе вблизи реакторной стены $(17.7 \pm 1.2) \cdot 10^{-5} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, а внутри защиты тоже у реакторной стены – $(0.34 \pm 0.07) \cdot 10^{-5} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ [81].

Внутри пассивной защиты измерение потока быстрых нейтронов проводилось в двух режимах. В первом режиме, определялось влияние реактора. Для этого были проведены измерения потока быстрых нейтронов внутри пассивной защиты в ближайшей к реактору точке при работающем и выключенном реакторе. Оба измерения продолжались 10 суток. При включённом реакторе поток составил $(5.54 \pm 0.13) 10^{-5} \text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, при выключенном $(5.38 \pm 0.13) 10^{-5} \text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, то есть с точностью в пределах 2.5%, $(0.16 \pm 0.13) 10^{-5} \text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ разницы нет [81].

Второй режим был предназначен для прямого измерения фона быстрых нейтронов внутри пассивной защиты по пути перемещений нейтринного детектора. Для этого детектор быстрых нейтронов был установлен сверху нейтринного детектора и перемещался вместе с ним в нейтринном канале от 6.25 м до 10.5 м от реактора. Результаты измерений с включенным и выключенным реактором представлены на рисунке 24. В пределах статистической точности нет разницы между потоком быстрых нейтронов при работающем реакторе и при остановленном. Также нет зависимости от расстояния. В этих измерениях уровень фона составил $(8.5 \pm 0.1) 10^{-5} \text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, что несколько выше, чем фон, измеренный в ближайшей к реактору точке. Разница может быть объяснена различным расположением детектора по отношению к потоку нейтронов, у реакторной стены детектор находился в вертикальном положении, а сверху на нейтринном детекторе в горизонтальном положении. Следует отметить, что пассивная защита вносит дополнительный вклад в нейтронный фон, так как мюоны космического излучения взаимодействуют с веществом защиты. Тем не менее, фактор подавления потока быстрых нейтронов пассивной защитой составляет 12 раз, и в результате при потоке быстрых нейтронов вне пассивной защиты на уровне $10^{-3} \text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, поток внутри пассивной защиты оказывается $(8.5 \pm 0.1) 10^{-5}$ [81].

Более точно оценка потока быстрых нейтронов от реактора внутри пассивной защиты может быть сделана, используя фактор подавления потока быстрых нейтронов пассивной защитой, который равен 12 раз. Тогда превышение потока быстрых нейтронов над уровнем космического фона при полной мощности реактора внутри пассивной защиты составляет $(0.38 \pm 0.15) \%$. Таким образом, при соотношении сигнал/фон равном 0.5 вклад быстрых нейтронов от реактора в нейтринный сигнал ON-OFF может составлять $(1.1 \pm 0.45)\%$. Это не представляет проблемы для данных измерений, тем более что этот фон не может иметь характер осцилляций.

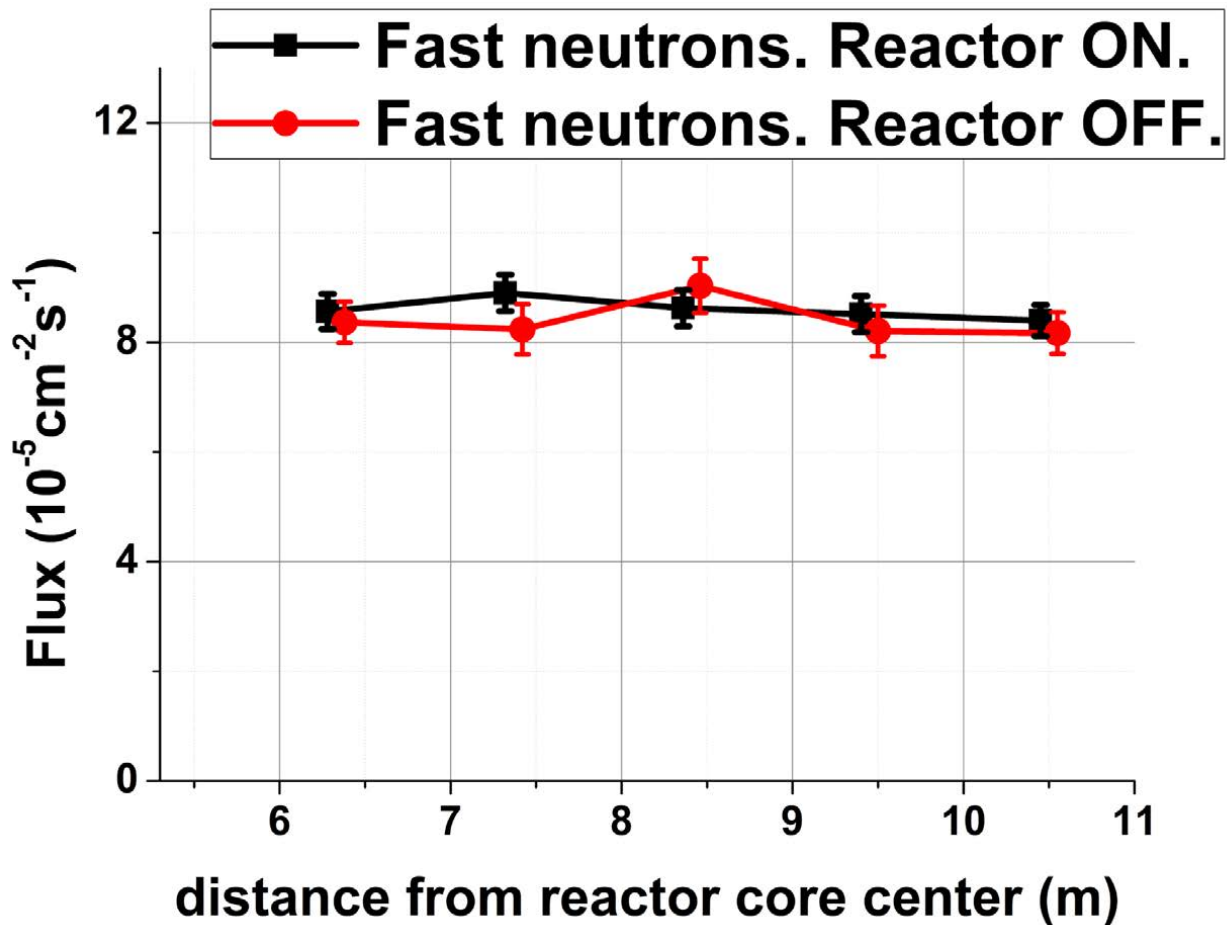


Рисунок 24. Фон быстрых нейтронов на различных расстояниях от реактора, измеренный с помощью детектора быстрых нейтронов внутри пассивной защиты. Детектор быстрых нейтронов был помещен на нейтринный детектор сверху и перемещался вместе с ним.

В итоге можно сделать самый важный вывод о том, что фон быстрых нейтронов практически не зависит от режима работы реактора и определяется нейтронами, появившимися в результате взаимодействия мюонов космического излучения с окружающим детектор веществом. Таким образом, фон быстрых нейтронов от реактора подавлен до уровня существенно ниже уровня регистрации событий ОБР и не окажет влияния на разность спектров при включенном и выключенном реакторе. Подтверждение этому, следующее из анализа пространственного распределения сигналов, будет также представлено в разделе 2.6.3.

2.5.3 Изучение фоновых условий с помощью модели нейтринного детектора

До начала измерений с полномасштабным детектором проводились измерения с моделью детектора. Модель детектора антинейтрино без секций вмещала 400 л жидкого сцинтиллятора ВС-525 с концентрацией гадолиния 1 г/л, была оснащена сверху 16-ю фотоумножителями ФЭУ-49Б и 6-ю пластинами активной защиты со всех сторон [81, 82].

На рисунке 25 показан спектр, полученный на модели детектора антинейтрино, который условно можно разделить на 4 части. Первая часть (до 2 МэВ) соответствует фону радиоактивного загрязнения, вторая (2-10 МэВ) покрывает нейтронную область, так как соответствует энергии гамма квантов от захвата нейтрона гадолинием. Область от 10 до 60 МэВ относится к мягкой компоненте космического излучения, которая получается в результате распада мюона и захвата мюона в веществе. И наконец, область 60 – 120 МэВ соответствует мюонам, прошедшим через детектор – жёсткая компонента. Также на этом рисунке можно увидеть небольшие различия в спектрах, измеренных детектором в разных точках.

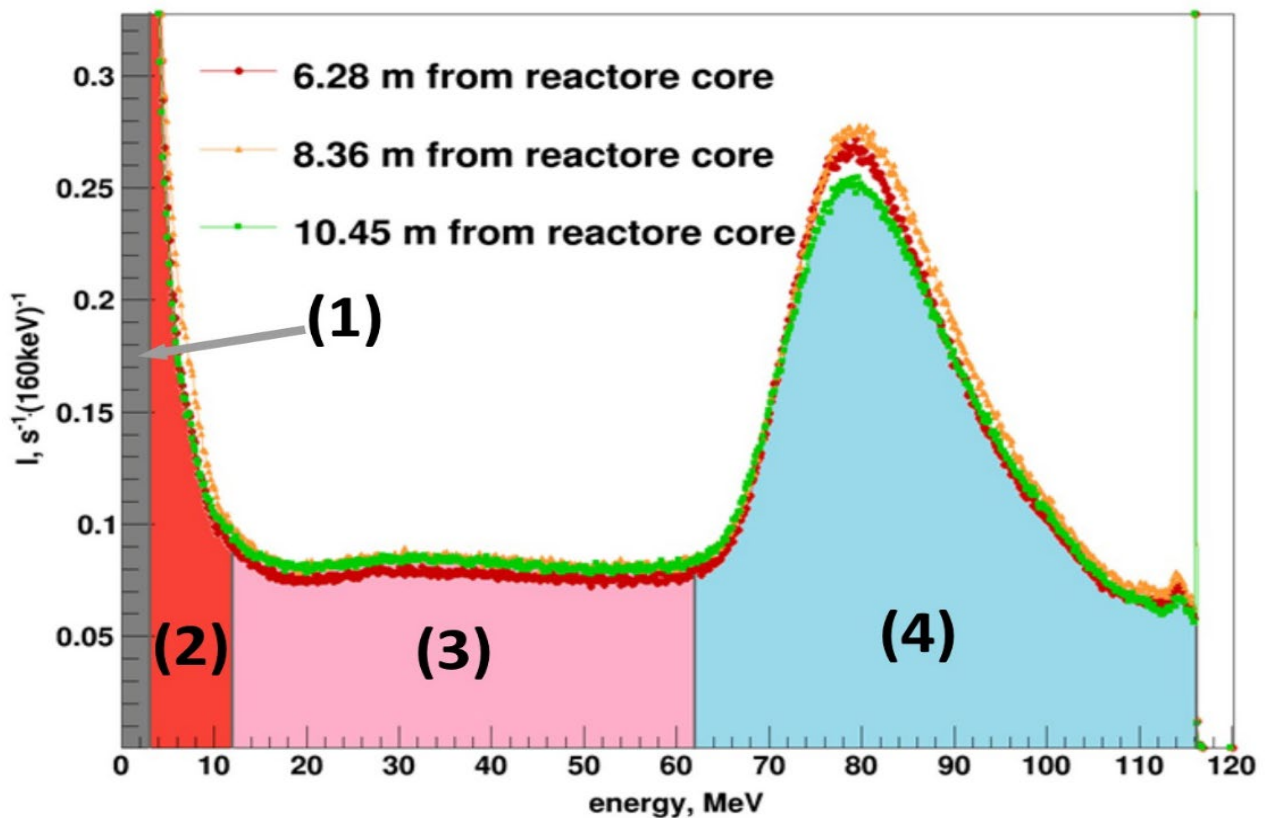


Рисунок 25. Энергетические спектры детектора на разных расстояниях от центра реактора условно разделённые на зоны. 1 - фон радиоактивного загрязнения, 2 - нейтроны, 3 - мягкая компонента космического излучения, 4 - мюоны.

В ходе длительных измерений, были обнаружены изменения интенсивности космического фона со временем. Причиной тому являются колебания атмосферного давления и сезонные изменения температуры – хорошо известные температурный и барометрический эффекты космического излучения.

Рисунок 26 демонстрирует барометрический эффект, обусловленный большим ослаблением интенсивности космических лучей при росте атмосферного давления из-за увеличения количества вещества между слоями атмосферы, где рождаются мюоны, и детектором, поэтому наблюдается антикорреляция между атмосферным давлением и суммарной интенсивностью быстрой (мюонной) и медленной (мягкой) компонент космического излучения, то есть в диапазоне 10 – 120 МэВ.

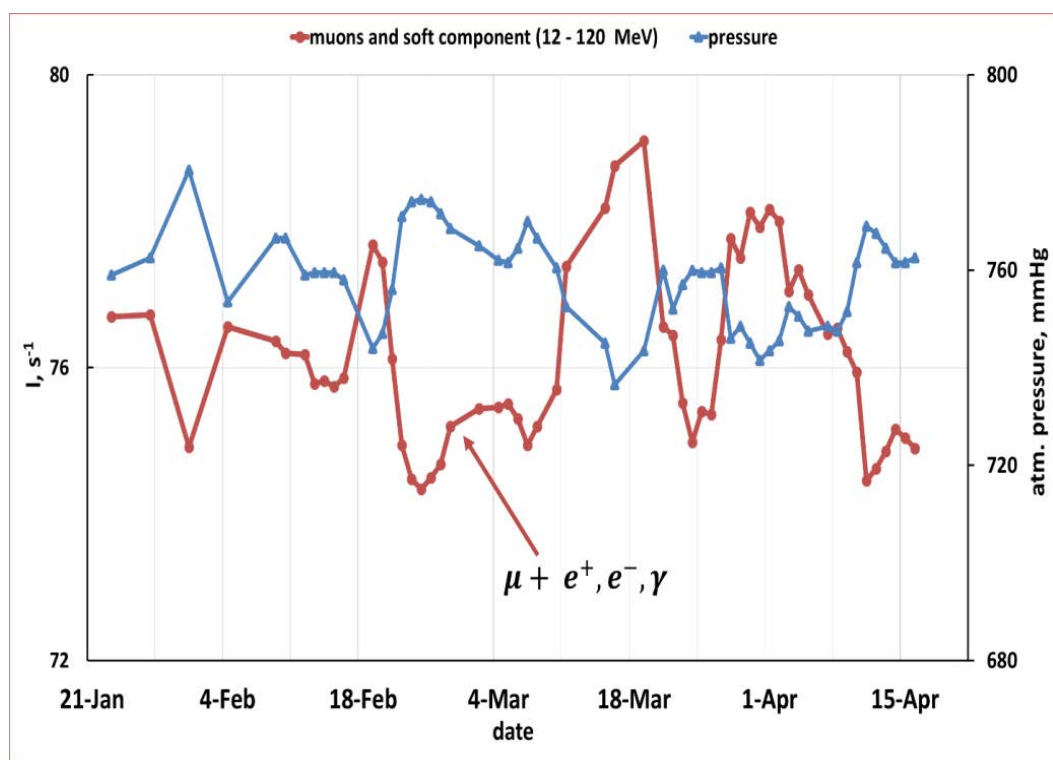


Рисунок 26. Барометрический эффект космических лучей: по левой оси отложена суммарная скорость счёта в областях спектра 3 и 4, по правой - атмосферное давление, по горизонтальной - время измерений с 23 января по 15 апреля 2014.

Поведение жёсткой и мягкой компонент различается наличием дополнительного долговременного дрейфа, знак этого смещения для быстрой и медленной компоненты противоположный. Это так называемый температурный эффект, который объясняется следующим образом. С повышением температуры нижних слоев атмосферы их расширение приводит к тому, что увеличивается высота, на которой рождаются мюоны. А вследствие увеличения расстояния от места рождения до Земли, увеличивается и доля распавшихся мюонов. Таким образом, интенсивность быстрой (мюонной) компоненты снижается, а медленной компоненты (продукты распада мюонов: электроны и позитроны, гамма-кванты) растёт. На рисунке 27 показан эффект дрейфа с противоположными знаками для быстрой и медленной компоненты космического излучения при повышении температуры нижних слоев атмосферы у поверхности Земли с января по апрель 2014 от -30°C до $+10^{\circ}\text{C}$.

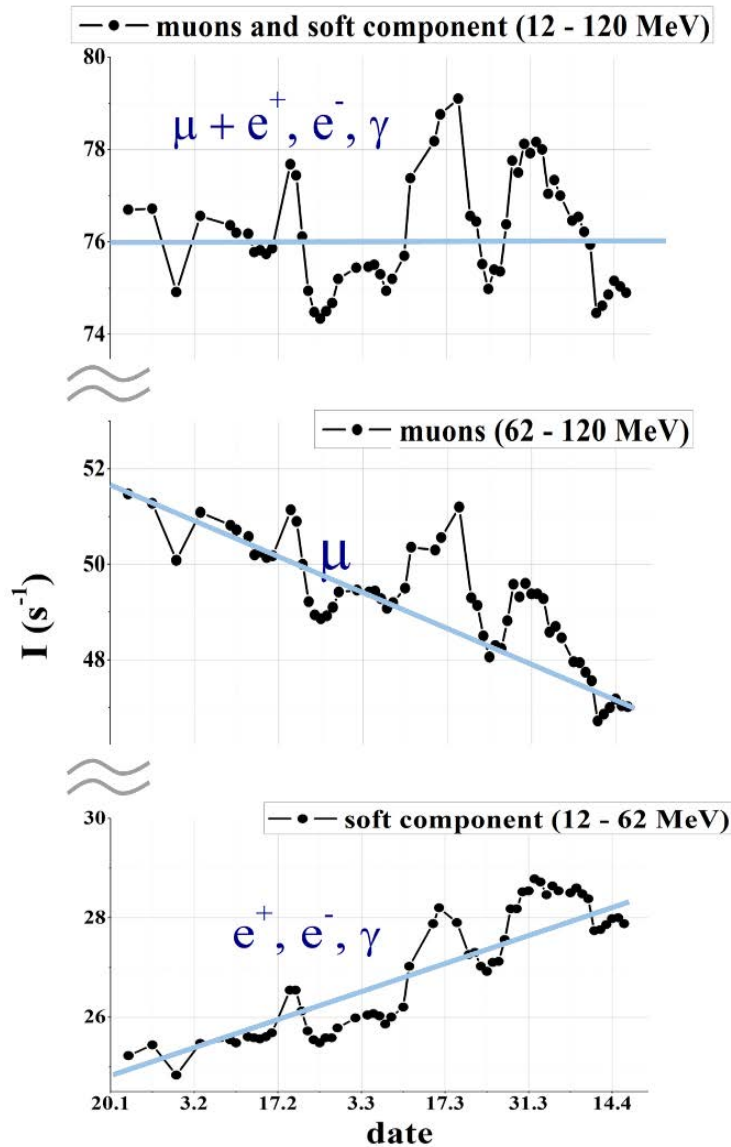


Рисунок 27. Барометрический и температурный эффекты космических лучей: сверху – суммарный счёт детектора в областях спектра 3 и 4; посередине – счёт детектора в области 4; снизу – счёт детектора в области 3. По горизонтальной оси время измерений с 23 января по 15 апреля 2014.

Из проведённых исследований вариации фона космических лучей можно сделать важный количественный вывод о их влиянии на измерения. Колебания космического фона определяются колебаниями атмосферного давления, которые составляют $\pm 1.1\%$. Прямые результаты статистического распределения нейтринного сигнала будут представлены в разделе 3.4.

2.6 Результат борьбы с фоном. Секционирование

Возможное количество регистрируемых событий ОБР с учётом тепловой мощности реактора, малого сечения и эффективности детектора составляет $\sim 10^{-2}\text{с}^{-1}$. Пассивная защита подавляет общий фон на порядок величины, однако остаточный фон всё ещё достаточно велик по сравнению с нейтринным сигналом. Количество сигналов детектора в защите $\sim 10^3\text{с}^{-1}$, которые складываются из остаточных фонов гамма-излучения, тепловых и быстрых нейтронов, мюонов и электронов. Выделением коррелированных сигналов удаётся достичь уровня фона внутри защиты $\sim 1\text{с}^{-1}$, большую часть (более 90%) которого составляют мюоны. Для подавления остаточного фона используется активная защита и различные отборы, связанные с особенностями пространственного распределения сигналов событий, относящихся к реакции ОБР.

2.6.1 Космический фон, активная защита. Энергетический и временной спектры коррелированных событий

Коррелированный фон связан с мюонами космического излучения. Поэтому при выключенном реакторе детектор и метод задержанных совпадений может быть использован для исследования фона мюонов. Мюоны, попадая в детектор, дают задержанный сигнал в двух случаях, либо мюон останавливается в веществе, образуется мюонный атом, в котором мюон распадется со временем жизни 2.2 мкс, либо взаимодействие мюона с веществом приводит к появлению испарительного нейтрона, которые после термализации в течении 5 мкс захватывается гадолинием. Характерное время захвата нейтрона гадолинием в сцинтилляторе при концентрации 0.1% составляет $\tau = 31.3\mu\text{s}$.

На рисунке 28 показаны временные спектры задержанных совпадений, полученные на модели нейтринного детектора с 16 ФЭУ. Фон случайных совпадений вычтен. Верхняя чёрная кривая соответствует измерениям без использования активной защиты детектора. Она включает две различные экспоненты (прямые линии в логарифмическом масштабе), которые соответствуют распаду мюона и захвату нейтрона гадолинием. Интеграл под первой экспонентой соответствует количеству остановившихся мюонов в единицу времени 1.54 с^{-1} , а наклон соответствует времени жизни мюона (2.2 мкс). Соответственно интеграл под второй экспонентой относится к количеству захватов нейтрона в единицу времени 0.15 с^{-1} , а параметр экспоненты 31.3 мкс соответствуют времени жизни нейтрона в сцинтилляторе с концентрацией гадолиния 0.1% . Интеграл под второй экспонентой относится к количеству захватов нейтрона в единицу времени 0.15 с^{-1} [84].

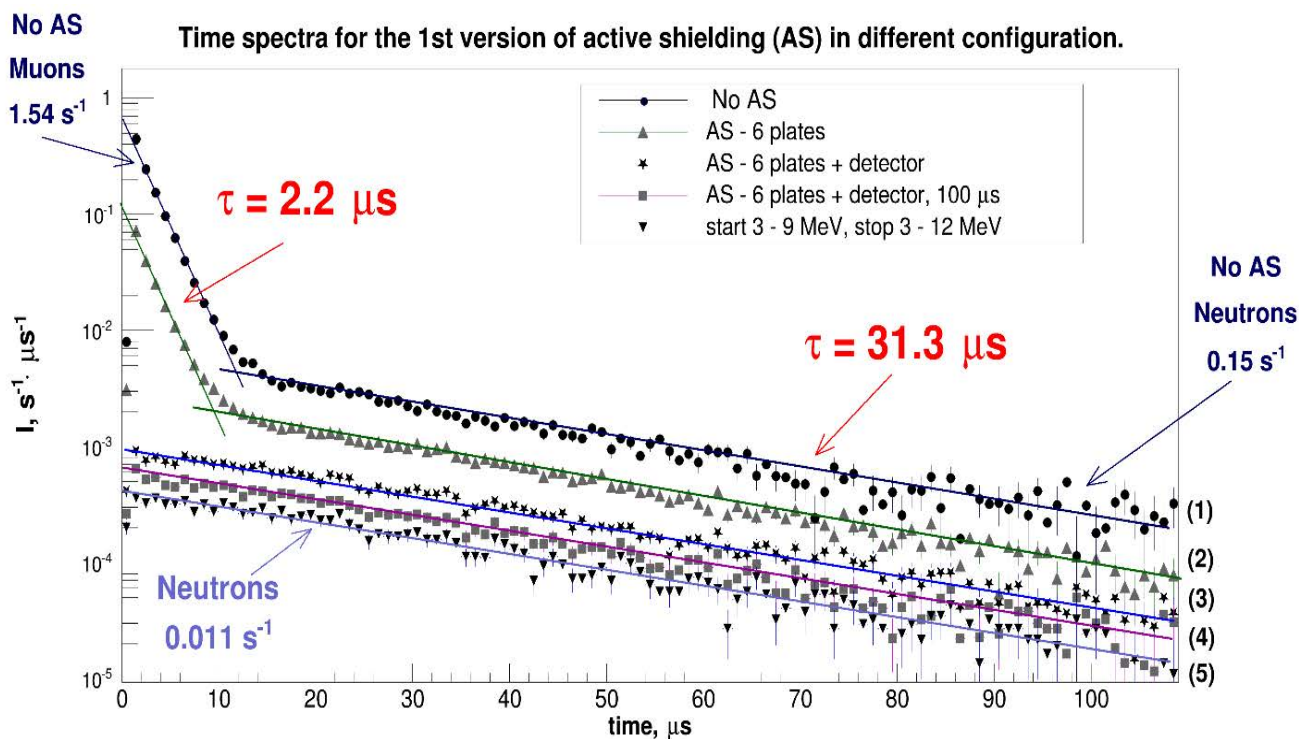


Рисунок 28. Временные спектры при различной конфигурации активной защиты (АЗ): 1 – без активной защиты; 2 – включены пластины АЗ; 3 – то же и запреты от сигнала детектора больше 12 МэВ; 4 – то же + запрет на 100 микросекунд от сигналов детектора больше 12 МэВ или сигналов в АЗ; 5 – то же + ограничения для мгновенных сигналов 3 - 9 МэВ и 3 - 12 МэВ для задержанных.

Число остановившихся мюонов в секунду согласуется с оценкой, сделанной на основании данных о потоке мюонов и массе сцинтиллятора, тогда как число захваченных нейтронов соответствует рассчитанному количеству нейтронов, образовавшихся в самом детекторе из-за взаимодействия мюонов с его веществом. Адекватность используемой пассивной защиты подтверждается тем, что добавлением 10 см борированного полиэтилена над нейтринным детектором не меняет счёт быстрых нейтронов. Спектры задержанных сигналов для временных интервалов от 0 до 10 мкс и от 10 до 100 мкс между мгновенным и задержанным событиями, полученные при отключенных запретах активной защиты, представлены на рисунке 29. Во временное окно 0–10 мкс попадают сигналы от электронов и позитронов, рождённых в распадах остановившихся мюонов, которые до остановки дали мгновенный сигнал в детекторе. Выбирая временное окно 10–100 мкс, видим, что спектр задержанных сигналов не превышает 10 МэВ, что соответствует суммарной энергии гамма-квантов, испущенных ядром гадолиния после захвата нейтрона [84].

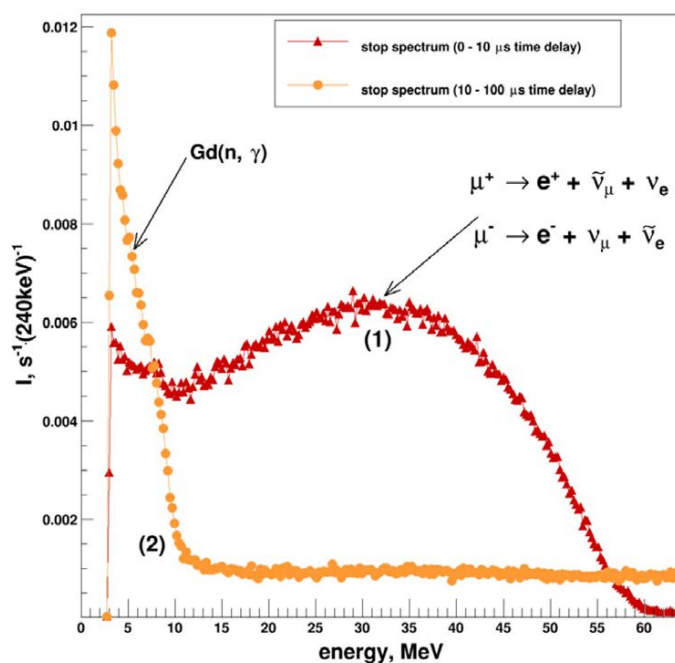


Рисунок 29. Энергетические спектры задержанных сигналов в модели детектора без запретов активной защиты в окне 0 – 10 μs – (1) и окне 10 – 100 μs – (2).

Мюонный фон может быть существенно снижен использованием активной защиты, а также использованием самого детектора как активной защиты, когда сигналы детектора с энергией больше определённого порога (в случае модели детектора был выбран порог 12 МэВ: сигналы от частиц, связанных с работой реактора и с естественной радиоактивностью не могут иметь энергию больше) рассматриваются так же, как сигналы непосредственно от пластин АЗ. Более того, после каждого срабатывания АЗ – запретов непосредственно от пластин или от детектора, сигналы, попадающие в окно 100 мкс ($\sim 3\tau$), отбрасывались и не рассматривались в дальнейшем анализе. Таким образом, детектор «закрывался» от последствий взаимодействия мюонов с веществом самого детектора и защиты его окружающей.

На рисунке 30 представлены примеры измерений спектров коррелированных сигналов после запретов активной защитой.

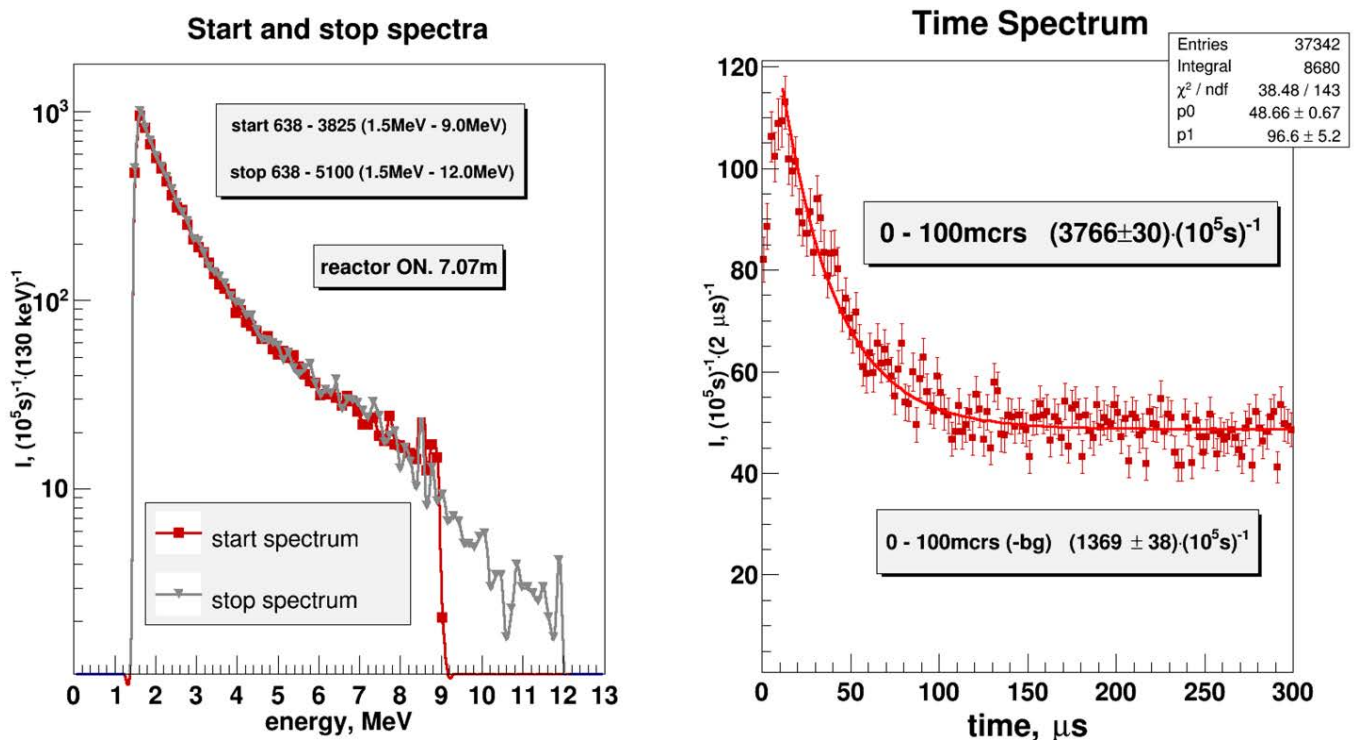


Рисунок 30. Энергетические спектры мгновенных и задержанных сигналов и временные спектры: порог для мгновенных и задержанных 1.5 - 9 МэВ и 1.5 - 12 МэВ соответственно

Время жизни нейтрона в сцинтилляторе с гадолинием составляет 31.3 мкс, поэтому нейтрон будет захвачен с вероятностью больше 99% в интервале 200 мкс ($\sim 6\tau$) после первого сигнала. Считая, что фон случайных совпадений распределён равномерно по времени мы можем использовать интервал после 200 мкс для его измерения. Для измерения фона мы фиксируем интервал в 100 мкс, и в итоге весь интервал, в котором мы проверяем наличие задержанного сигнала – $\sim 9\tau$, составляет 300 мкс.

Кроме времени появления задержанного сигнала у нас есть ещё один параметр позволяющий отбирать нейтринные события, а именно энергии мгновенного и задержанного сигналов. Выставляя пороги энергий, мы стремимся получить как можно лучшее соотношение сигнал/фон. Для мгновенного сигнала есть естественная нижняя граница в 1 МэВ связанная с аннигиляцией позитрона. Поэтому нижняя граница диапазона регистрируемых энергий лежит строго выше 1 МэВ. Чем меньше мы поставим порог, тем больше антинейтринных событий будет зарегистрировано, но одновременно возрастет фон случайных совпадений. На рисунке 31 приведены временной и энергетический спектры задержанных сигналов при нижнем пороге энергий в 3 МэВ. В этом случае фон случайных совпадений оказывается достаточно низким, а количество антинейтринных событий остаётся на приемлемом уровне. Дело в том, что захват нейтрона гадолинием даёт сигнал с достаточно большой энергии – вплоть до 8 МэВ, а фон естественной радиоактивности практически вымирает выше 3 МэВ. При понижении нижнего порога с 3 до 1.5 МэВ скорость счёта случайных совпадений существенно увеличивается (рис. 30).

Верхние границы энергетического диапазона определяются спектром реакторных антинейтрино и энергией, выделяющейся при захвате нейтрона гадолинием. Итогом исследования влияния порогов энергии на фон и эффективность регистрации антинейтрино стали диапазоны регистрации мгновенного и задержанного сигналов в модели детектора 1.5 - 9 МэВ и 3 - 10 МэВ соответственно.

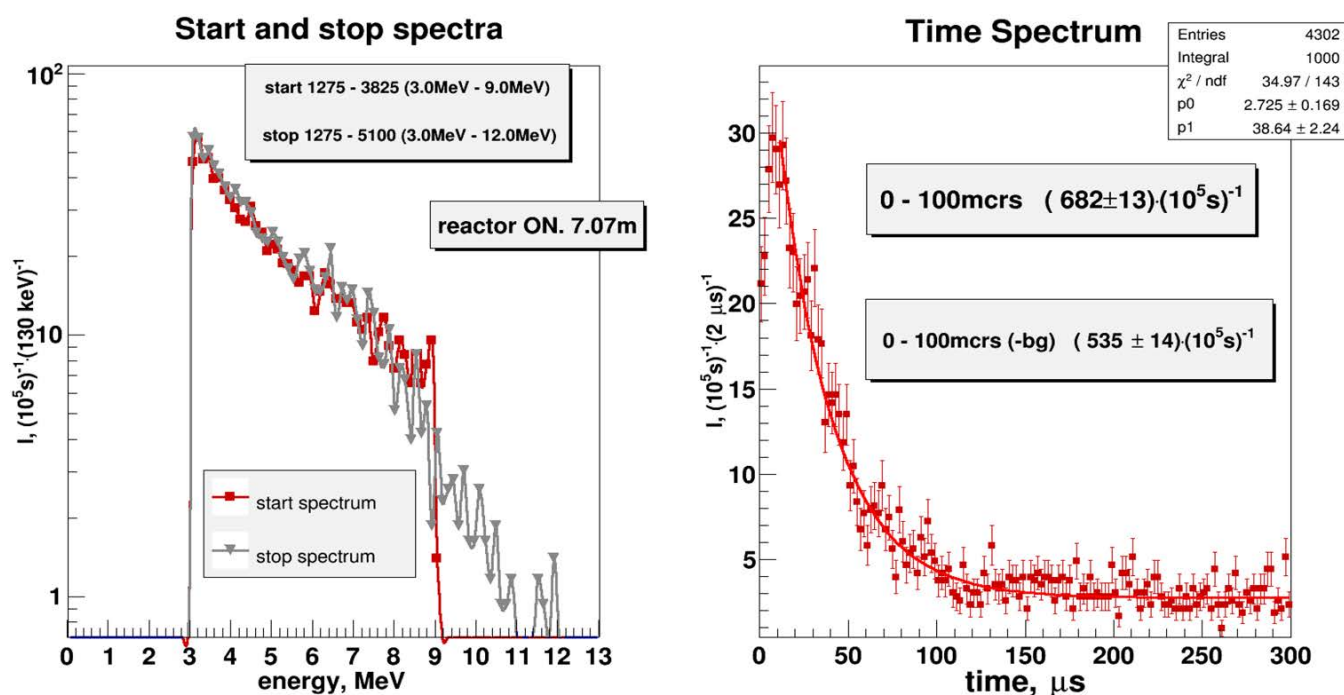


Рисунок 31. Энергетические спектры мгновенных и задержанных сигналов и временные спектры, порог для мгновенных и задержанных 3 - 9 МэВ и 3 - 12 МэВ соответственно.

Использование активной защиты и отборов сигналов по энергии позволило снизить нейтронный коррелированный фон до уровня $1.1 \cdot 10^{-2} \text{с}^{-1}$. Оставшийся коррелированный фон также связан с быстрыми нейтронами от взаимодействия мюонов космического излучения с веществом вне детектора. Этот фон можно частично подавить более эффективной работой активной защитой, но активная защита почти не реагирует на сами быстрые нейтроны – только на мюоны, которые являются причиной их появления.

Есть ещё два отличительных признака реакции обратного бета-распада, которые можно использовать для выделения сигналов от антинейтрино. Первый связан с тем, что сигнал от позитрона и сигнал от протона отдачи отличаются по форме импульса. То насколько это отличие может быть выявлено во многом зависит от сцинтиллятора, и в сцинтилляторе Daya Bay, как уже отмечалось ранее, свойства PSD (Pulse Shape Discrimination) достаточно слабые. Второй признак, по которому

можно отделить позитронное событие ОБР от протона отдачи связан регистрацией гамма-квантов от аннигиляции позитрона.

2.6.2 Моделирование многосекционной структуры

Чтобы получить дополнительные критерии отбора нейтринных событий была разработана многосекционная схема детектора. Существует разница в локализации мгновенных сигналов нейтринного и нейтронного событий. Протон отдачи в веществе пролетает около 1 мм, в то время как позитрон, рождённый в ОБР, обязательно проаннигилирует с электроном, в результате чего появятся два гамма-кванта с энергией 511 кэВ, которые разлетятся в противоположных направлениях. В результате, если разделить ёмкость со сцинтиллятором на отдельные секции постоянного размера, с отражающими оптические фотоны стенками, то трек протона отдачи с высокой вероятностью будет полностью укладываться в одной секции. При этом для позитрона длина свободного пробега в органическом сцинтилляторе менее 5 см, и сигнал от него также будет виден в одной секции, но гамма-кванты с энергией 511 кэВ могут быть зарегистрированы в соседних секциях – секциях с общей гранью.

Для численной оценки доли событий реакции ОБР с различными вариантами регистрации мгновенных событий А.К. Фоминым была выполнена Монте-Карло симуляция модели детектора. Внутренний объём модели детектора был разделён на 16 секций размерами $0.225 \times 0.225 \times 0.7 \text{ м}^3$ с жестко закрепленными перегородками между ними.

Вероятность регистрации двухсекционного мгновенного сигнала зависит от положения секции, где произошло нейтринное событие: в центре, на краю, в угловой секции. Вероятности регистрации старта в двух секциях для различного относительного расположения секции, в которой произошёл сигнал, а также средние

вероятности по детектору из 16 секций и по детектору из 50 секций представлены в таблице 6. В детекторе из 16 секций 4x4 – 4 угловых, 8 боковых и 4 внутренних центральных секций. В полномасштабном детекторе на 50 секций, поскольку первый и последний ряды используются как уловитель (кэтчер) гамма-квантов от аннигиляции позитрона и не используются для регистрации самого позитрона, то угловых секций нет, боковых секций – 16, а центральных – 24.

Таблица 6. Вероятности регистрации мгновенного сигнала.

Центральная секция	Боковая секция	Угловая секция	Среднее по детектору 16 секций	Среднее по детектору 50 секций
0.424	0.294	0.188	0.300	0.372

Средняя по всему детектору вероятность составляет 30%. Это означает, что в нашей схеме в среднем 70% мгновенных сигналов от нейтринных событий будут зарегистрированы только в одной секции. Получается, что если мы будем учитывать только мультисекционные (в двух или трех соседних секциях) события, то количество регистрируемых нейтрино уменьшится 3 раза, что, очевидно, неприемлемо. Но для анализа конечного результата мы можем выбирать и одно- и мульти-секционные события, а их процентное отношение к общему числу нейтринных событий (70% и 30%) использовать в качестве дополнительного критерия, которым можно проверить правильность отбора нейтринных событий. То есть разность количества нейтриноподобных событий при включённом и выключенном реакторе должна содержать 30% мультисекционных событий и 70% односекционных.

Для проведения предварительных измерений была изготовлена модель детектора, разделённая на 16 секций, заполненная сцинтиллятором Daya Bay с одним ФЭУ на каждую секцию. На этой модели в том числе были проведены измерения с Pu-Be источником быстрых нейтронов. На рисунке 32 показаны временные спектры

для одно секционных событий и мультисекционных событий. Очевидно, что если рассматривать только мультисекционные мгновенные сигналы, то коррелированные сигналы от быстрых нейтронов полностью пропадают, остаётся прямая линия от случайных совпадений. Этот эксперимент наглядно демонстрирует, что быстрые нейтроны дают только односекционные старты [85].

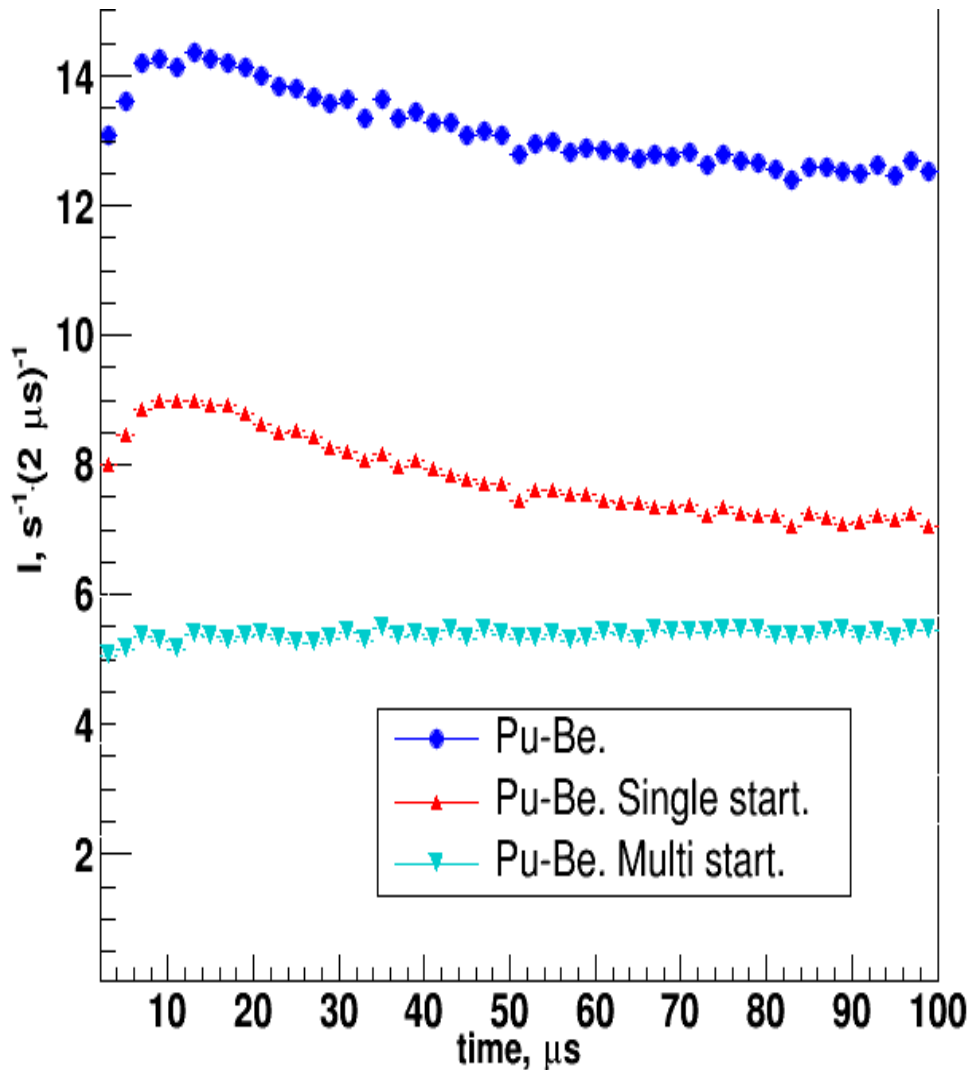


Рисунок 32. Временные спектры задержанных совпадений, полученные с источником быстрых нейтронов. Красная кривая соответствует односекционным стартам, а зелёная мультисекционным, синяя – без отбора по количеству секций.

В измерениях с реактором (ON-OFF, то есть с включенным и выключенным реактором) доля разности скорости счёта для двухсекционных и односекционных мгновенных сигналов в модели детектора, усредненная по всем расстояниям,

оказывается равной $(29 \pm 7)\%$ и $(71 \pm 13)\%$ соответственно. Для полномасштабного детектора данное соотношение также находится в соответствии с расчётами и составляет $(37 \pm 4)\%$ и $(63 \pm 7)\%$ [85, 86]. В пределах достигнутой точности такое отношение позволяет рассматривать зарегистрированные события как подобные нейтринным и является дополнительным независимым подтверждением отсутствия в сколь-либо значимом количестве быстрых нейтронов от реактора внутри пассивной защиты детектора.

Однако, точность этого утверждения уступает прямым оценкам вклада быстрых нейтронов от реактора в нейтринный сигнал ON-OFF, который может составлять $(1.1 \pm 0.45)\%$, как было показано в разделе 2.5.2.

К сожалению, мы не можем использовать отбор по двухсекционным стартам, так как теряется существенный объём данных. Однако, секционирование детектора также позволяет подавить и фон случайных совпадений за счёт введения дополнительного критерия отбора для задержанного события, связанного с множественностью испускаемых гадолинием гамма-квантов после захвата теплового нейтрона.

2.6.3 Влияние АЗ и секционирования на подавление фона

В полномасштабном детекторе была установлена более эффективная АЗ, описанная в разделе 2.2. Использование такой защиты вместе с запретами от самого детектора, как было описано в 2.6.1 (только порог срабатывания детектора как АЗ был понижен до 8 МэВ) позволяет полностью избавиться от мюонного фона и в 2.3 раза подавить коррелированный фон. Отбор происходит по следующей схеме: сначала выбираются все сигналы, которые относятся к внутренней АЗ и сигналы детектора выше порога, далее отбрасываются все события попавшие во временное окно 100 мкс после этих сигналов. Коэффициент подавления на этом этапе

составляет 2.0. Затем отбрасываются сигналы, попавшие в 100мкс окно после сигналов внешней АЗ, которая даёт ещё 16% подавления фона. Таким образом, итоговый коэффициент подавления активной защиты составляет 2.3. При этом соотношение сигнал/коррелированный фон для всего детектора в ближайшей к реактору позиции (7.11м между центром активной зоны и центром детектора) составляет 0.54.

Точность итогового результата зависит как от коррелированного фона, так и от уровня случайных совпадений. Зависимость статистической погрешности количества нейтринных событий определяется по формуле (для простоты время набора при включённом и выключенном реакторе считаем одинаковым):

$$\delta N_\nu = (N_\nu + 2N_{off} + 2(B_{off}^{acc} + B_{on}^{acc}))^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

где N_ν – число нейтринных событий, N_{off} – коррелированный фон (измеряется при выключенном реакторе), B_{off}^{acc} и B_{on}^{acc} – фон случайных совпадений при выключенном и включённом реакторе соответственно.

Можно ожидать, что в детекторе, имеющем секционную структуру, несколько гамма-квантов реакции $Gd(n, \gamma)$ дадут сигналы в разных близких друг к другу секциях. Экспериментальное распределение получено как разность распределений количества сигналов в задержанных событиях во временном окне 0–100 мкс и в окне 200–300 мкс. Расчётное и экспериментальное распределение количества ячеек, в которых наблюдаются сигналы гамма-квантов после захвата нейтрона гадолинием, не в полной мере соответствуют друг другу, но хорошо согласуются в том, что от этой реакции задействуются две или более секций детектора (рисунок 33 слева – рассчитанное А.К. Фоминым, справа – экспериментальное). Это говорит о том, что такую множественность сигналов в задержанном событии можно использовать как дополнительный критерий отбора.

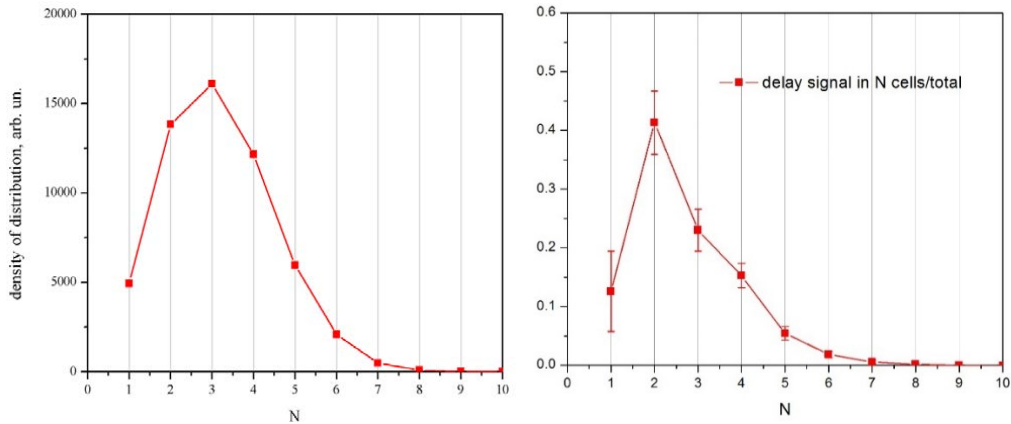


Рисунок 33. Распределение событий захвата нейтрона гадолинием по количеству задействованных ячеек: слева – теоретическое, справа – экспериментальное.

Также из расчётов становится ясно, что в реакции обратного бета-распада, длина пробега нейтрона небольшая и, таким образом, позитронный сигнал и место, в котором произошел захват нейтрона гадолинием, находятся недалеко друг от друга, в пределах одной секции или же в соседних (рисунок 34 слева и справа – рассчитанное (выполнено М.С. Онегиным) и экспериментальное распределение соответственно). Экспериментальное распределение получено так же, как разность распределений во временном окне 0–100 мкс и 200–300 мкс. Рассматривалось распределение максимального сигнала в задержанном событии, при фиксированном месте мгновенного сигнала в 3 секции 4 ряда.

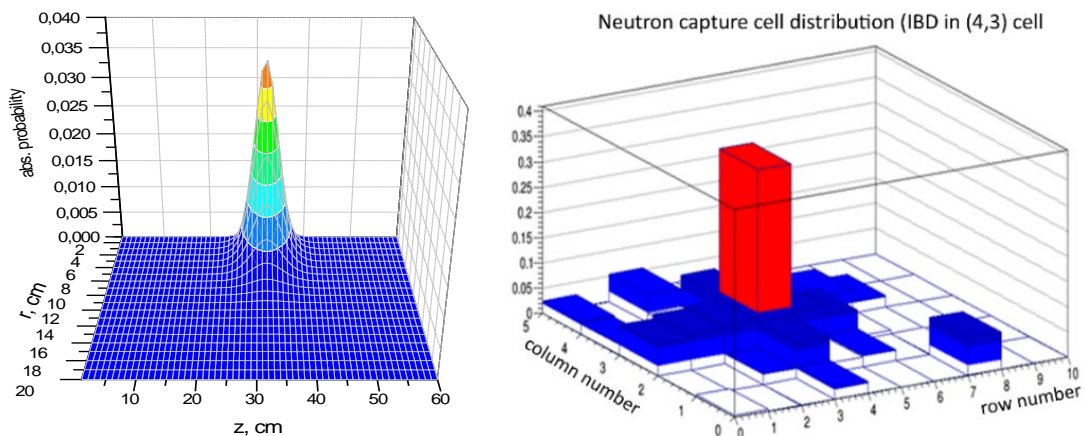


Рисунок 34. Слева – рассчитанная область захвата нейтрона Gd относительно места реакции ОБР. Справа - распределение максимального сигнала задержанного события в окне 0 – 100 мкс. Мгновенный сигнал зарегистрирован в секции (4, 3).

Общая картина распределения задержанных сигналов относительно секции, в которой произошёл мгновенный сигнал представлена на рисунке 35 [85].

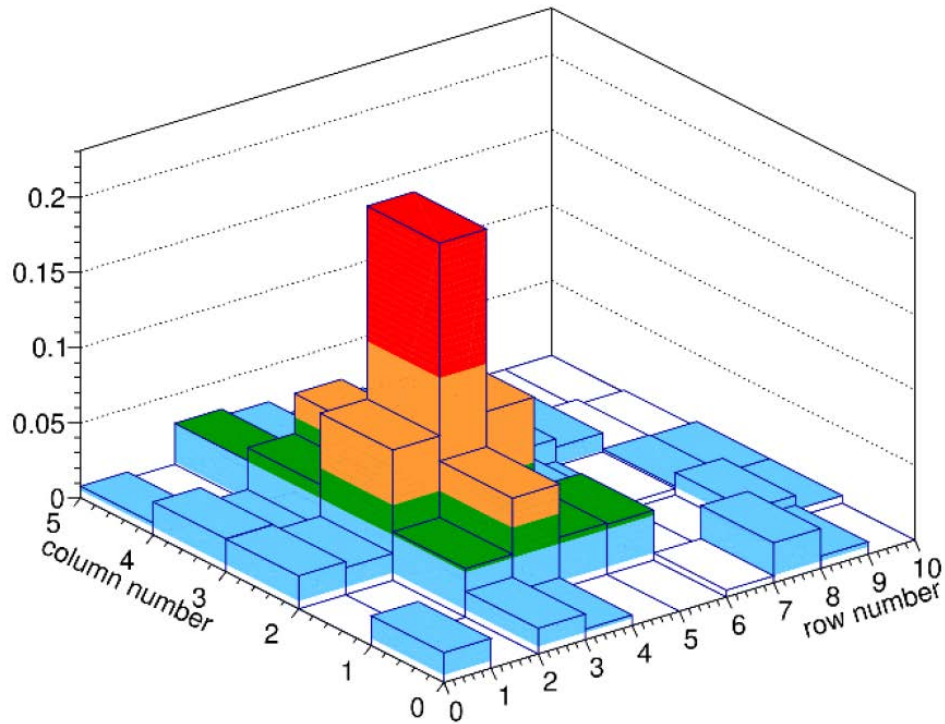


Рисунок 35. Распределение сигналов задержанного события по секциям, когда мгновенное событие произошло в 3 секции 4 ряда.

Введение жёсткого требования, чтобы мгновенный сигнал был в двух соседних ячейках, позволило бы уменьшить коррелированный фон от быстрых нейтронов, вместе с этим существенно бы снизилась эффективность детектора. Но использование более слабого критерия отбора нейтринных событий, чтобы мгновенный сигнал был или в одной, или в двух соседних ячейках, позволяет, во-первых, понизить фон случайных совпадений, а во-вторых, даёт возможность проверки, нет ли вместе с нейтринными сигналами событий, связанных с быстрыми нейтронами от реактора.

Таким образом, введение секционной структуры даёт дополнительные критерии отбора нейтринных событий, с помощью которых можно уменьшить фон случайных совпадений. Для измерений в ближайшей к реактору точке (7.11м от центра детектора до центра активной зоны) были применены различные критерии отбора событий, результаты сведены в таблицу 7.

Таблица 7. Результаты использования критериев отбора событий.

	Корр. совпадения, ON, $(10^5\text{с})^{-1}$	Случайные совпадения, реактор ON, $(10^5\text{с})^{-1}$	Корр. совпадения, OFF, $(10^5\text{с})^{-1}$	Случайные совпадения, реактор OFF $(10^5\text{с})^{-1}$	$\Delta(\text{ON-OFF})$, $(10^5\text{с})^{-1}$	Δ/OFF	$\delta\Delta/\Delta$, %
Без секционной структуры	875 ± 18	2278 ± 9	624 ± 17	1894 ± 9	251 ± 25	0.40	10.0
Мгновенные 1-2 соседних	718 ± 16	1954 ± 8	483 ± 16	1630 ± 8	235 ± 23	0.49	9.7
Задержанные в 2х и более	569 ± 12	857 ± 6	362 ± 11	724 ± 6	207 ± 16	0.57	7.9
Задержанные в 2-5 секциях	561 ± 12	854 ± 6	360 ± 11	722 ± 6	201 ± 16	0.56	8.0
Задержанные в 2х и более, радиус 3 секции	545 ± 11	793 ± 5	347 ± 11	664 ± 5	198 ± 16	0.57	7.9
Задержанные в 2х и более, радиус 2 секции	492 ± 11	709 ± 5	316 ± 11	591 ± 5	176 ± 15	0.56	8.5

Из таблицы 7. видно, что введение условия на многосекционность задержанного сигнала позволило существенно (в 2.3 раза) снизить фон случайных совпадений, что привело к уменьшению общей относительной погрешности, вместе с использованием условия одно- или двухсекционных сигналов для мгновенного события подавление фона случайных совпадений составило ~ 2.7 раза. Также из данных таблицы можно заключить, что несмотря на то, что и расчёт, и эксперимент показали малую длину пробега нейтрона (рис. 34), разлёт гамма-квантов при этом может быть достаточно значительным, что согласуется с рисунком 35.

Собрав вместе сведения об особенностях реакции обратного бета-распада можно сформулировать следующие параметры отбора коррелированных событий, связанных с регистрацией антинейтрино: мгновенное событие состоит из одного сигнала любой секции, кроме секций первого и последнего рядов, или двух сигналов, которые приходят из соседних (с одной общей гранью) секций, причём сигнал с большей амплитудой не должен приходить из секций первого и последнего рядов, а сигнал с меньшей амплитудой может быть из любой секции. Энергия

сигналов суммируется и должна находиться в пределах 1500–8000 кэВ. Задержанное событие должно состоять из сигналов двух или более секций, находящихся не дальше, чем 5 секций по любому направлению от той секции, в которой был зарегистрирован максимальный сигнал мгновенного события. Энергия сигналов складывается, и суммарная энергия должна находиться в диапазоне 3200–8000кэВ.

Энергия сигналов определяется по их амплитуде, а соответствие амплитуды сигнала в каналах и энергии частицы в электронвольтах устанавливается в процессе энергетической калибровки, о которой пойдёт речь в следующей главе.

Глава 3. Эксперимент Нейтрино-4

Проект позиционно и энергетически чувствительного полномасштабного детектора реакторных антинейтрино разрабатывался одновременно с подготовкой помещения и проведения измерений зависимости потока антинейтрино от расстояния с первыми моделями детектора. Измерения спектров антинейтрино на различных расстояниях полномасштабным детектором должны были существенно расширить область чувствительности к параметрам осцилляций по сравнению с простым измерением потоков антинейтрино. Перед началом измерений была проведена Монте-Карло моделирование детектора, выполнены тестовые измерения с макетом одной секции и непосредственно перед набором данных проведена энергетическая калибровка детектора.

3.1 Энергетическое разрешение

Для определения энергетического разрешения многосекционного детектора была изготовлена отдельная секция, с которой были проведены подробные исследования. Мы используем эффект полного внутреннего отражения света на границе сцинтиллятор - воздух при больших углах падения для выравнивания сбора света, приходящего с различных расстояний (светосбор становится равномерным). Дело в том, что при полном оптическом контакте между сцинтиллятором и ФЭУ сбор света происходит лучше с позиций близких к ФЭУ – в телесном угле близком к 2π . Свет с дальних позиций приходит по зеркальному световоду, при этом эффективность транспортировки света для прямых углов падения на зеркальные стенки световода заметно хуже из-за многократного переотражения между стенками. Эффект полного внутреннего отражения света на границе сцинтиллятор - воздух при больших углах падения к поверхности позволяет выровнять условия

транспортировки света с разных расстояний. Наконец, наличие зеркала на дне световода также позволяет выровнять условия светосбора с разных позиций секции. На рисунке 36 представлена схема эксперимента с отдельной секцией. Экспериментальный стенд был разработан В.Г. Ивочкиным.

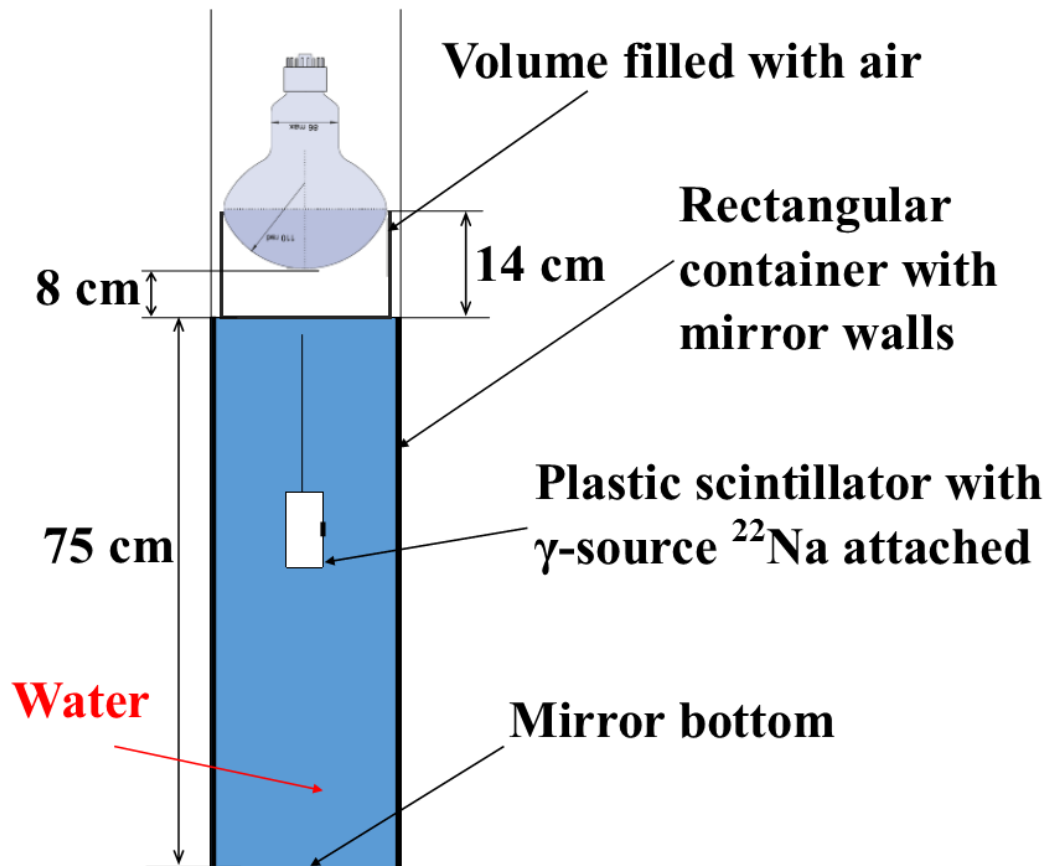


Рисунок 36. Схема измерительного стенда с макетом одной секции детектора.

Для проведения исследований эффективности светосбора при использовании полного внутреннего отражения секция заполнялась водой, которая имеет коэффициент преломления близкий к коэффициенту сцинтиллятора. Для симуляции сцинтилляции использовался источник, состоящий из пластикового сцинтиллятора и источника гамма-излучения ^{22}Na с гамма линиями 511 кэВ и 1274 кэВ. Место сцинтилляции определялось положением этого источника. Полученные спектры показаны на рисунке 37 [85].

Как можно видеть, положения гамма линий практически не зависят от положения источника на расстояниях 30 см, 50 см и 70 см от поверхности воды. Это подтверждается и результатом Монте-Карло моделирования, выполненного А.К. Фоминым, и представленного на рисунке 38, на котором видно, что в случае отрыва ФЭУ от поверхности сцинтиллятора достигается равномерность светосбора.

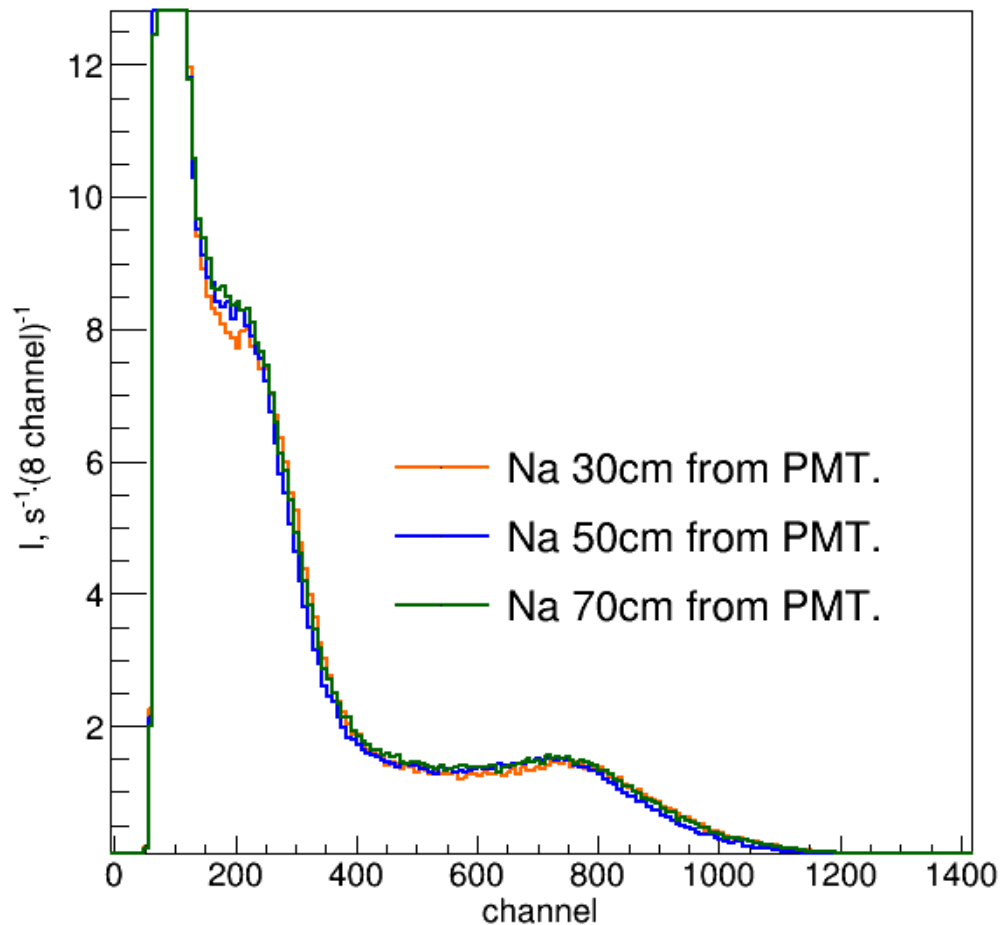


Рисунок 37. Спектры гамма-источника ^{22}Na при разных положениях сцинтиллятора в модели секции с воздушным зазором.

Поэтому калибровка детектора со сцинтиллятором может быть сделана, используя источники, расположенные снаружи. Это значительно упрощает процедуру калибровки.

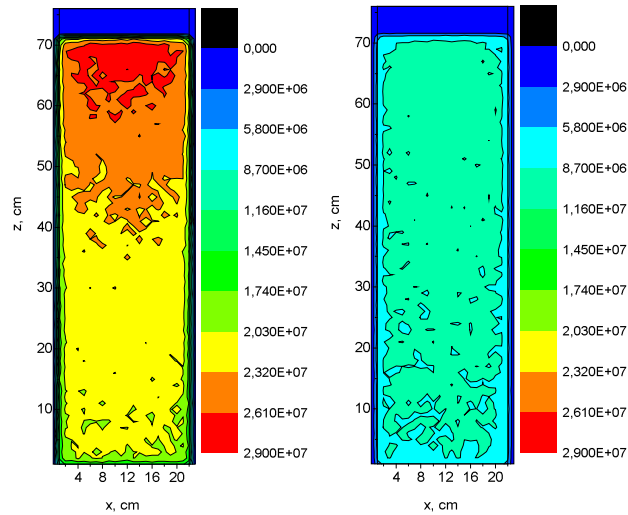


Рисунок 38. Результат МК моделирования одной секции при наличии оптического контакта (слева) и без оптического контакта (справа).

3.2 Моделирование эксперимента

Для определения эффективности детектора антинейтрино А.К. Фоминым была создана на основе модели одной секции компьютерная модель всего детектора и проведены расчёты методом Монте-Карло. Размеры детектора и свойства исследуемой реакции ОБР являются параметрами модели. В МК расчётах при аннигиляции остановившегося позитрона образуется 2 гамма-кванта с энергией 511 кэВ каждый, разлетающиеся в противоположных направлениях. Возникающие в реакции нейтроны поглощаются гадолинием с образованием каскада гамма-квантов с суммарной энергией около 8 МэВ. В детекторе регистрируются два последовательных сигнала от позитрона и нейтрона. Детектор состоит из 5x10 секций $0.225 \times 0.225 \times 0.75 \text{ м}^3$ с жестко фиксированными перегородками между ними. Материал сцинтиллятора – минеральное масло (C_nH_2) с добавкой гадолиния 1 г/л. Световыход сцинтиллятора 10^4 фотонов на 1 МэВ. В модели толщина перегородок не учитывалась. В модели использовался фотоумножитель Hamamatsu R5912. Между сцинтиллятором и ФЭУ находится прослойка воздуха. Спектр

антинейтрино восстанавливается из спектра позитронов, и в первом приближении связь между энергией позитрона и антинейтрино линейна: $E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1.8 \text{ МэВ}$.

Для симуляции спектра антинейтрино использовался антинейтринный спектр урана ^{235}U [29]. При моделировании считалось, что поток антинейтрино направлен параллельно оси детектора. Такое допущение возможно, при удалении детектора от активной зоны реактора на расстояние 6 – 12 метров. Направление вылета позитронов принято изотропным. Пространственное распределение захвата нейтрона гадолинием, а также расчеты энерговыделений от позитрона и гамма-квантов в сцинтилляторе выполнены при помощи программы MCNP [87]. Спектр гамма-квантов при захвате нейтрона гадолинием генерировался для реакции $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$. Экспоненциальная длина пробега фотонов в сцинтилляторе составляет 4 м. Оптические фотоны отражаются от стенок с вероятностью 0.95.

На рисунке 39 представлено распределение счета ФЭУ (число зарегистрированных фотонов) от позитронов разных энергий с учетом энерговыделения от 2 гамма-квантов по 511 кэВ. Верхний рисунок демонстрирует распределение сигналов для одной секции с учётом двух гамма-квантов с энергией 511 кэВ. Оно в основном определяется неполным поглощением гамма-квантов внутри одной секции, что объясняет наличие двух пиков в распределении при низких энергиях. Средний рисунок демонстрирует распределение сигналов для одной секции без учёта гамма-квантов по 511 кэВ. Регистрируется только энергия позитрона. Там же для сравнения показаны распределения для первого рисунка. Нижний рисунок демонстрирует распределение сигналов с учётом гамма-квантов по 511 кэВ и учётом сигналов от соседних секций (для сравнения показаны распределения для первого рисунка). Данное распределение является асимметричным и оценка его энергетического распределения затруднительна. Однако, можно выбрать такую эффективную ширину распределения 2σ , когда площадь под кривой для этой ширины будет составлять 68%. В соответствие с расчётами (Таблица 8) эффективная ширина распределения на нижнем рисунке

практически не зависит от энергии позитрона и может оцениваться как $2\sigma \approx 500$ КэВ.

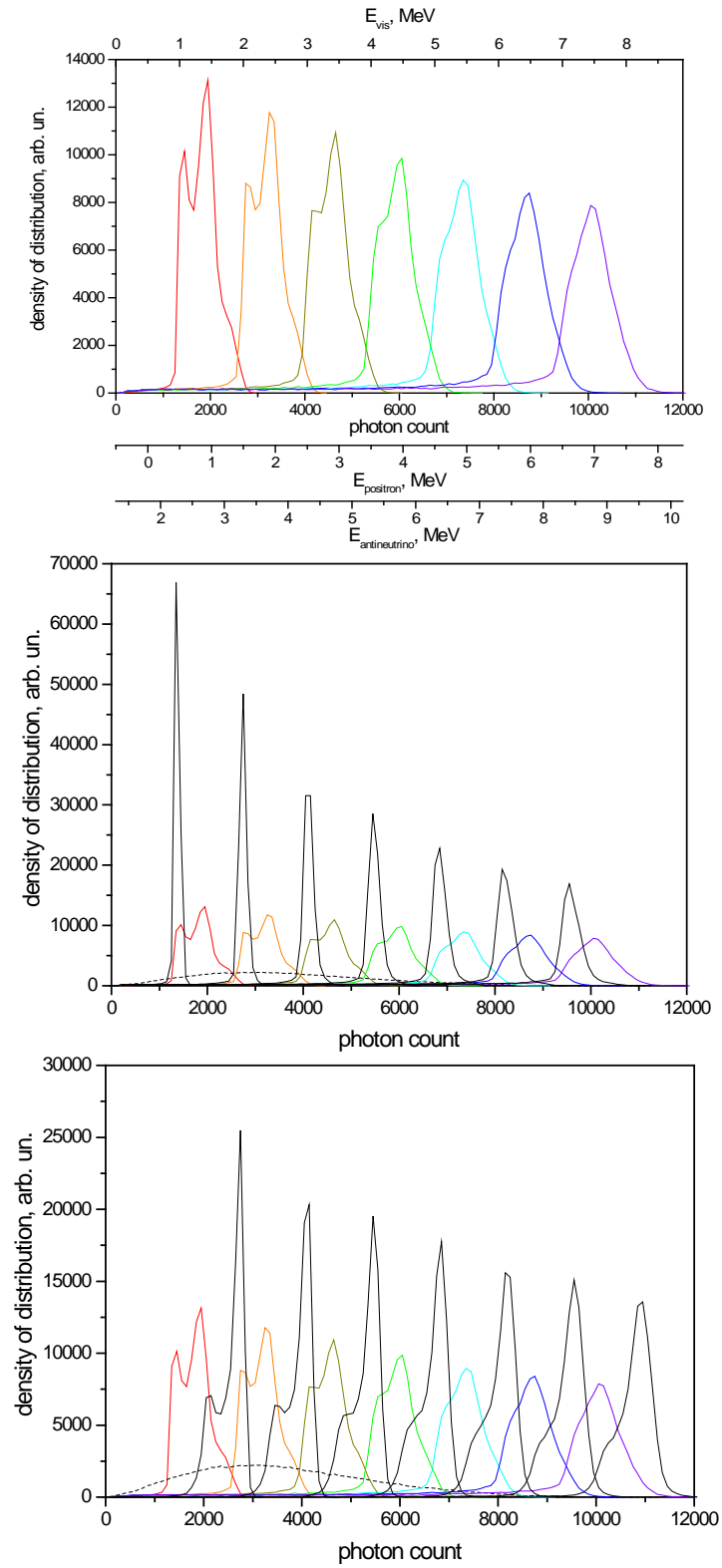


Рисунок 39. Распределение счетов ФЭУ в одной секции от позитрона с энергией от 1 до 7 МэВ вместе с процессом аннигиляции (два гамма-кванта с энергией 511 кэВ).

Таблица 8. Эффективная ширина распределения для различных энергий позитрона.

E_{pos} , МэВ	σ , кэВ
2	215
4	233
6	251

Примеры регистрации гамма квантов с энергиями 2.3 МэВ 4.4 МэВ 6.0 МэВ показаны на рисунке 40 для случая регистрации только одной секцией (зелёная кривая) и случая регистрации с учётом сигналов от соседних секций (красная кривая). Энергетическое разрешение при регистрации с учётом сигналов от соседних секций оказывается в два раза лучше и составляет $2\sigma = 250$ кэВ при энергии 4.4 МэВ. Наличие перегородок между соседними секциями должно ухудшить энергетическое разрешение. К вопросу о реальном энергетическом разрешении детектора мы вернёмся в разделе 3.5.

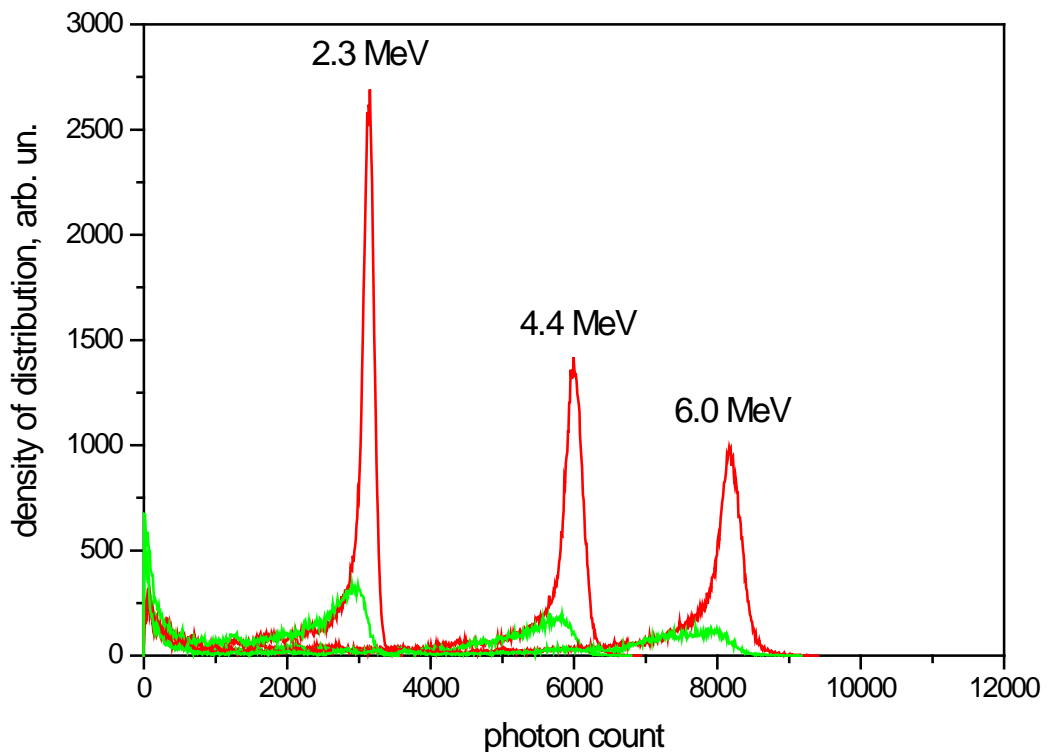


Рисунок 40. Распределение счетов ФЭУ в одной секции от гамма-квантов с энергиями 2.3 МэВ, 4.4 МэВ и 6.0 МэВ

На рисунке 41 представлены распределения сигналов от позитронных и нейтронных событий. Для позитронного события выбираем порог ~ 1.5 МэВ. Для спектра позитронов эффективность регистрации при таком пороге составляет $\epsilon_{e^+} = 0.810(5)$.

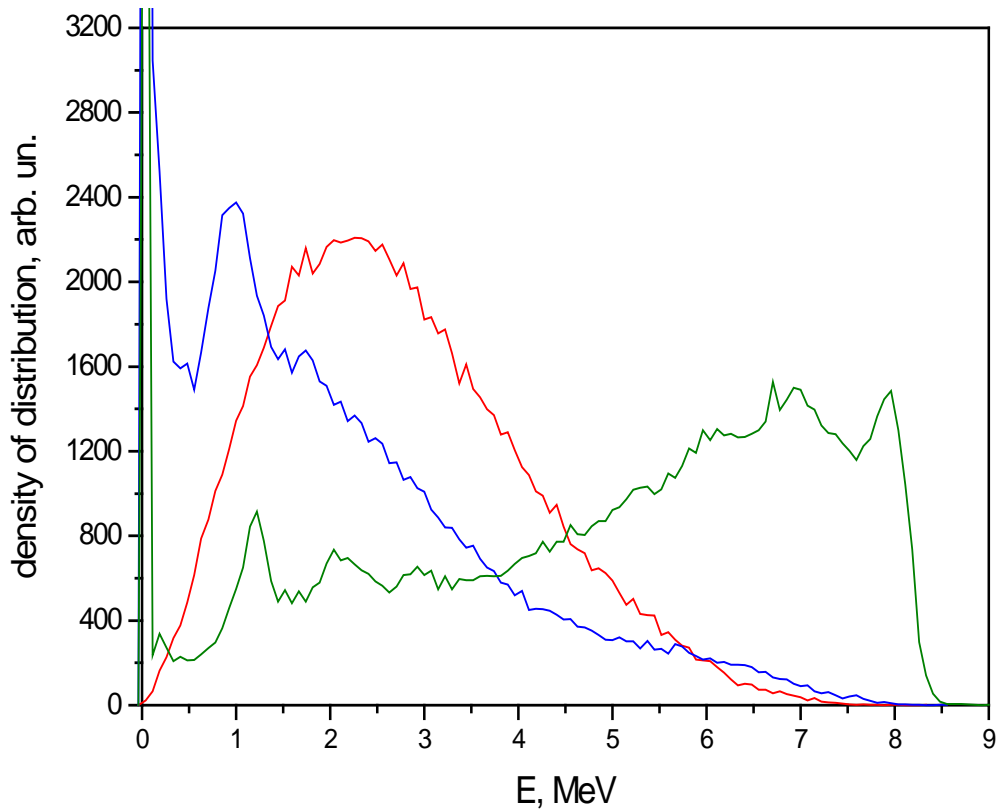


Рисунок 41. Сигналы от позитронного (позитрон и 2 гамма-кванта) события – красная кривая, от нейтронного события - синяя кривая (используется ФЭУ только секции, где произошло ОБР событие), зеленая кривая – используются ФЭУ всех секций.

3.3 Энергетическая калибровка полномасштабного детектора

В разделе 3.1 было показано, что энергетическое разрешение не зависит от места регистрации события. Поэтому калибровка может быть сделана, используя источники, расположенные снаружи – над детектором (рис. 19). Энергетическая

калибровка для полномасштабного детектора была проведена с источниками гамма и нейтронного излучения (^{22}Na по линиям 511 кэВ и 1274 кэВ, по линии 2.2 МэВ от реакции $p(n, \gamma)d$, по гамма линии 4.4 МэВ от углерода ^{12}C из реакции $^9\text{Be}(n, \alpha)^{12}\text{C}^*$ в Pu-Be источнике, а также по суммарной энергии гамма квантов 8МэВ при захвате нейтрона гадолинием – не наблюдается как линия за счёт потерь энергии от вылета гамма-квантов) [85]. Линия 4.4 МэВ имеет дополнительное уширение за счёт наложения экспоненциального гамма-фона Pu-Be источника. Эти калибровочные спектры показаны на рисунке 43 и более подробно на рисунках 44 и 45.

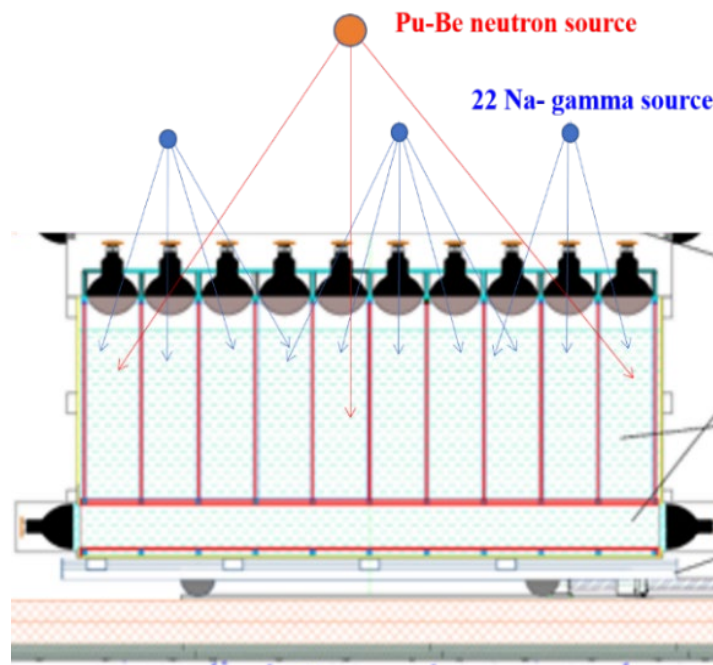


Рисунок 42. Схема калибровки детектора.

Линейность полученной калибровочной зависимости показана на рисунке 46. Это позволило измерить спектр мгновенных сигналов, который регистрируется детектором. Он связан с энергией антинейтрино следующим соотношением: $E_{prompt} = E_{\bar{\nu}} - 1.8 \text{ МэВ} + 2 \cdot 0.511 \text{ МэВ}$ где $E_{\bar{\nu}}$ - энергия антинейтрино, 1.8 МэВ соответствует энергии порога реакции ОБР, а $2 \cdot 511 \text{ кэВ}$ соответствует энергии аннигиляции позитрона.

Калибровка в энергетическом диапазоне выше 2 МэВ представляет проблему в связи с отсутствием необходимых источников гамма-квантов в этом диапазоне.

Представленная выше калибровка и энергетическое разрешение относится к одному ряду секций.

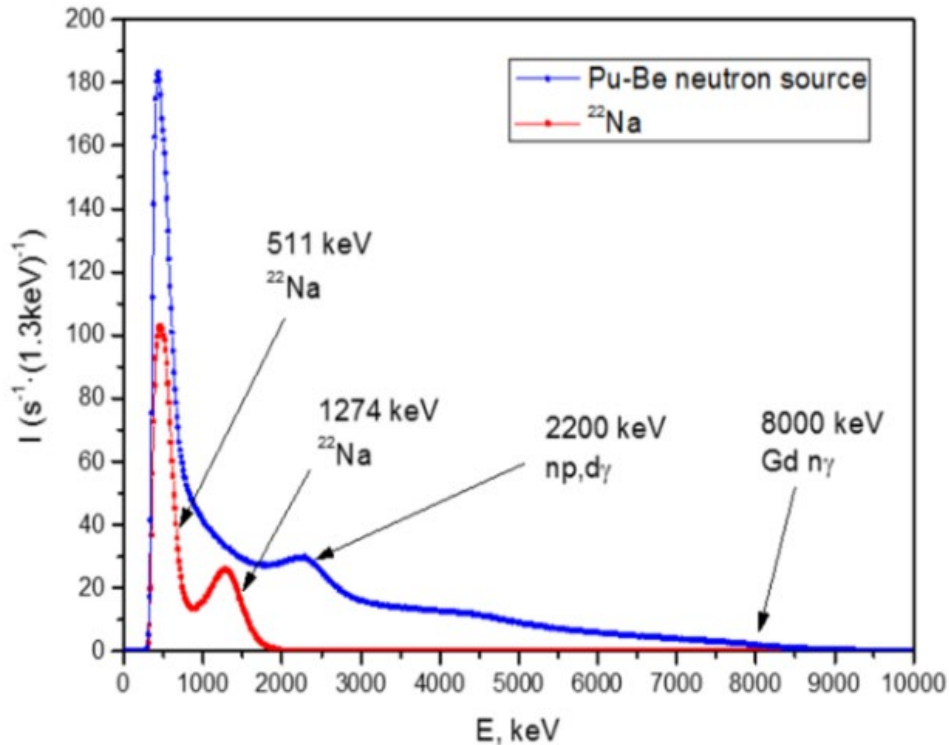


Рисунок 43. Результат калибровки детектора.

На самом деле нас интересует энергетическое разрешение детектора, состоящего из набора секций. При регистрации сигнала в одной из секций сигналы из ближайшего окружения учитываются. Поэтому энергетическое разрешение детектора лучше, чем энергетическое разрешение отдельной секции.

Регистрация позитрона представляет собой более сложный процесс, чем регистрация гамма-кванта. Средняя длина свободного пробега позитрона ~ 5 см, поэтому сигнал регистрируется в одной секции, тогда как гамма-кванты часто вылетают из секции унося существенную энергию. Поэтому регистрация позитрона могла бы происходить с лучшим разрешением, чем регистрация гамма-квантов. К сожалению, регистрация позитрона сопровождается вылетом двух гамма-квантов с энергией 511 кэВ, которые могут регистрироваться в соседних секциях. Заметим, что процесс регистрации двух гамма-квантов с энергией 511 кэВ приводит к одинаковому энергетическому сдвигу и уширению, независящему от энергии

позитрона. Таким образом, использование энергетической калибровки для отдельной секции по гамма линиям источников и экстраполяция разрешения по корневой зависимости от энергии является некорректной при регистрации позитронов. В дальнейшем мы вернёмся к обсуждению этой проблемы, так как энергетическое разрешение при регистрации позитронов исключительно важно для описания процесса осцилляций.

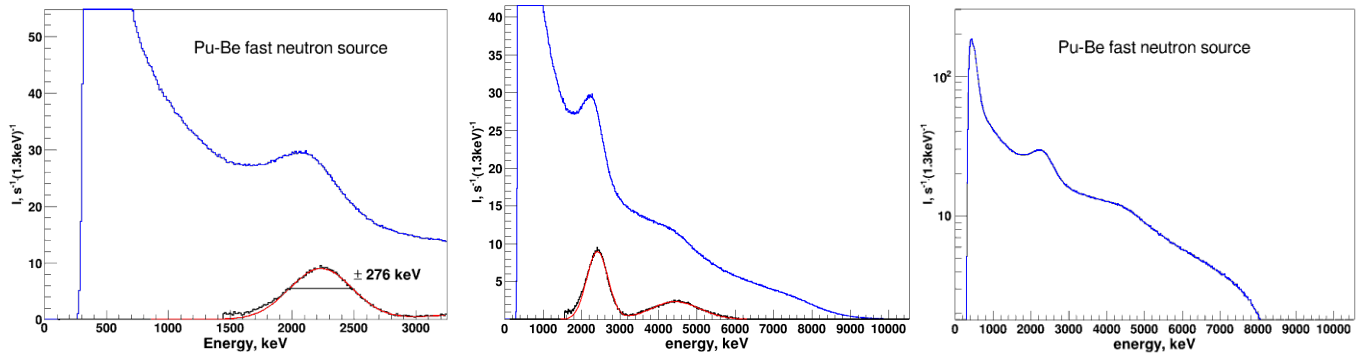


Рисунок 44. Результат калибровки детектора. Слева линия 2.2 МэВ от процесса $p(n, \gamma)d$; посередине – 4.4МэВ от реакции ${}^9\text{Be}(n, \alpha){}^{12}\text{C}^*$; справа – 8 МэВ от реакции $\text{Gd}(n, \gamma)$.

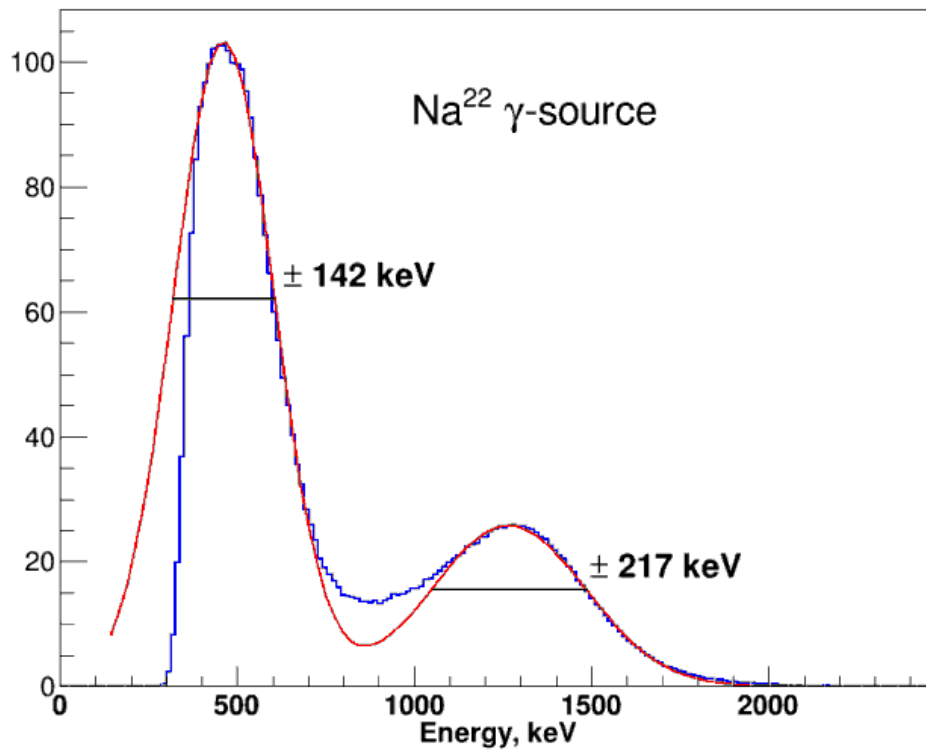


Рисунок 45. Калибровочный спектр ${}^{22}\text{Na}$.

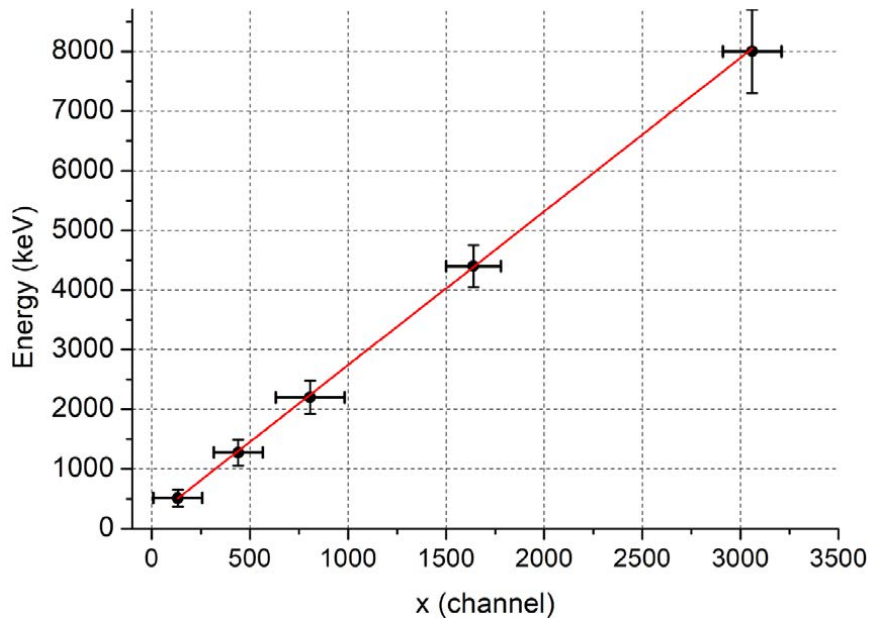


Рисунок 46. Линейная зависимость энергетической калибровки

3.4 Схема передвижения детектора и стабильность измерений

За период экспозиции при одном положении детектора происходит и измерение фона (OFF), и измерение при работающем реакторе (ON). Схема работы реактора и перемещений детектора показана на рисунке 47. Длительность реакторного цикла 8-10 суток. Длительность остановки 2-5 суток и, как правило, чередуется (2-5-2-..., раздел 2.4.1). Летом реактор останавливается на длительный период для выполнения планового предупредительного ремонта. Перемещение детектора в следующую позицию происходит посередине реакторного цикла. Измерения проводятся в той же позиции до середины следующего цикла.

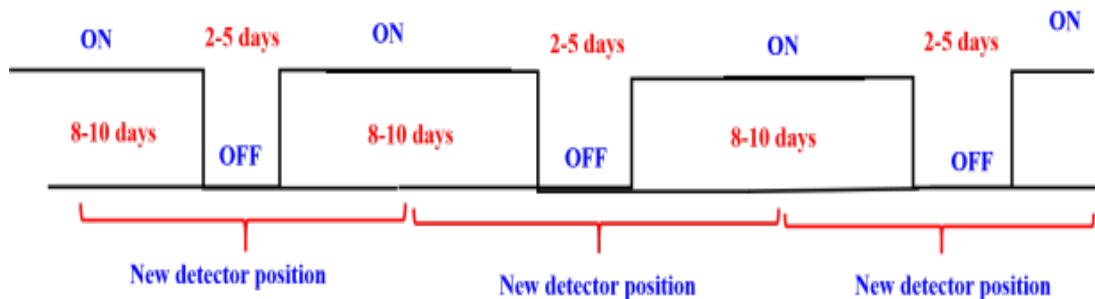


Рисунок 47. Схема работы реактора и передвижений детектора.

Скорость счёта при выключенном реакторе определяется в основном космическим фоном, а его поведение в зависимости от расстояния структурой здания. На расстояниях 10–12 метров космические лучи экранируются в большей степени бетонными перекрытиями, как показано на рисунке 18.

Космический фон является большим по отношению к эффекту и составляет основную проблему эксперимента, поэтому распределение временных колебаний космического фона требует детального изучения.

На рисунке 48 показано поведение коррелированного сигнала космического фона на протяжении всего времени измерений. При построении этой зависимости были внесены поправки на изменение фона, которые возникали при передвижении детектора. Флуктуации данного распределения определяются в основном статистикой. Измерения фона проводились в течение разных интервалов времени, в частности в 2020 году, когда реактор не работал, измерения проводились интервалами в несколько раз дольше, поэтому флуктуации в этот период меньше.

Чтобы провести более детальный анализ нужно построить распределение флуктуаций, нормированное на собственную статистическую ошибку. Такое распределение показано на рисунке 49 слева. Полуширина этого распределения составляет 1.07 ± 0.01 , то есть дополнительные флуктуации, связанные с космическим излучением, составляют всего лишь 7%.

Аналогичный счёт разности ON-OFF коррелированных сигналов, демонстрирующий стабильность эффекта, представлен на рисунке 48 снизу. Здесь, также внесена поправка на зависимость ON-OFF эффекта от расстояния. Распределение флуктуации для него показана на 49 справа. Распределение флуктуаций сделано, как и ранее с нормировкой на собственную статистическую ошибку каждого измерения. Здесь кстати, следует отметить, что точность воспроизведения мощности реактора от цикла к циклу составляла 2% и также усреднялась в ходе длительных измерений. Стандартное отклонение этого распределения 1.09 ± 0.02 , то есть уширение статистического распределения из-за

дополнительных флуктуаций космического фона и мощности реактора составляет всего 9%. В результате чего можно заключить, что точность измерений может быть определена статистически несмотря на достаточно большой космический фон. В принципе можно добавить поправку на флуктуацию космического фона для каждого измерения, используя измерения атмосферного давления. Тем не менее, это было бы излишним, так как поправка мала, и, кроме того, флуктуации космического фона усредняются по величине в следствии большого числа (87) измерений и частоты остановок реактора.

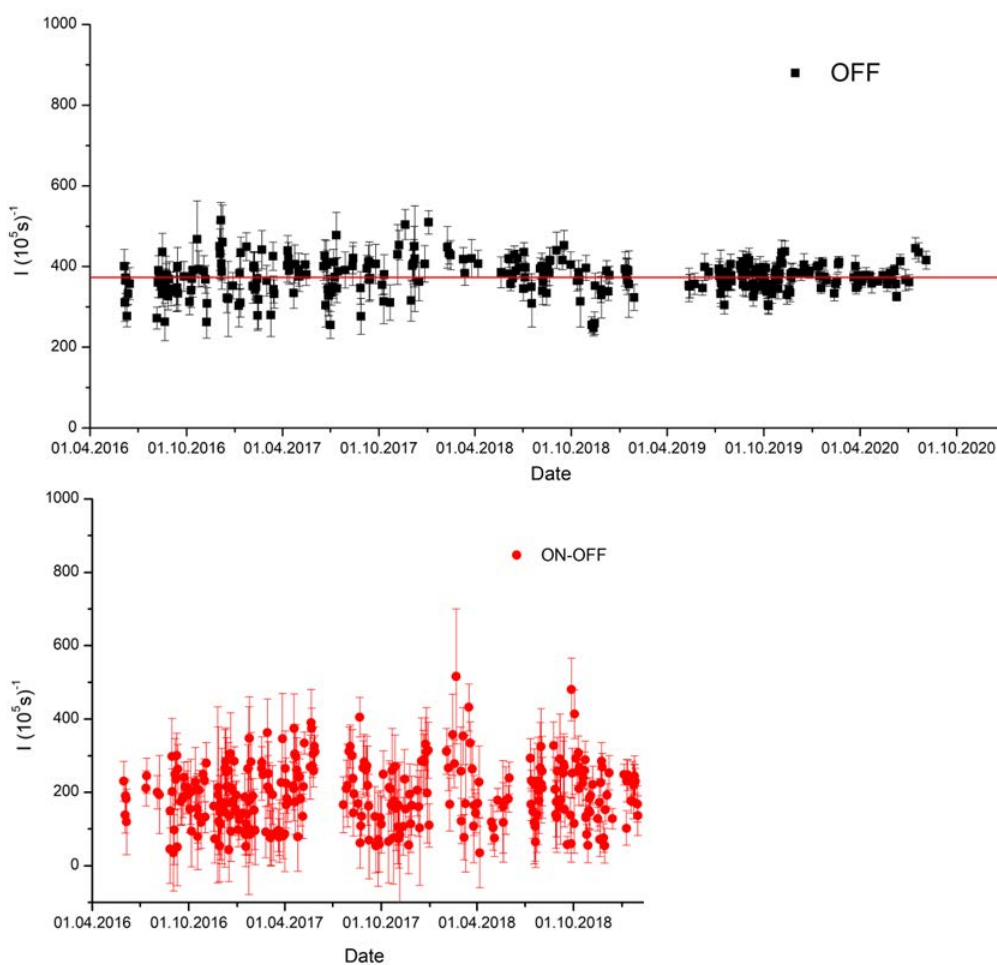


Рисунок 48. Счёт коррелированного сигнала космического фона на протяжении всего времени измерений (вверху). Счёт коррелированного сигнала ON-OFF на протяжении всего времени измерений (внизу). Первый цикл измерений с 31 мая 2016 до 10 мая 2018. Второй цикл с 19 мая 2018 до начала длительной остановки реактора на реконструкцию. Третий цикл – измерения фона во время реконструкции реактора.

В целом, можно сделать заключение, что анализ экспериментальных данных может проводиться в рамках наблюдаемой статистической точности.

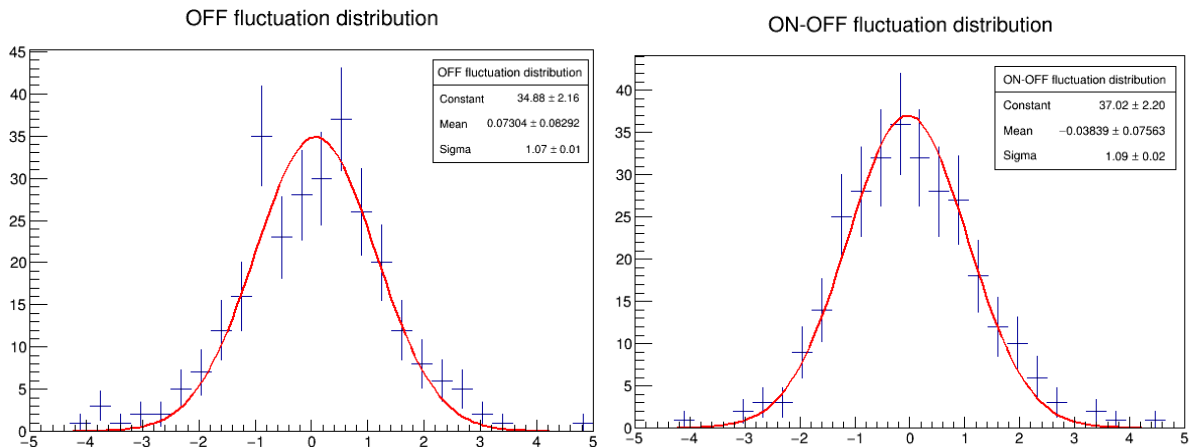


Рисунок 49. Распределение отклонений от среднего значения скорости счёта коррелированных событий фона (OFF) и разности (ON-OFF), нормированных на их статистические ошибки.

Следует выделить три цикла измерений. Первый цикл измерений продолжался с июня 2016 по май 2018. Результаты были опубликованы в [88, 89]. Это было первое наблюдение эффекта осцилляций на уровне трёх стандартных отклонений. Второй цикл измерений продолжался с мая 2018 по октябрь 2019. Статистическая точность измерений была увеличена в 1.4 раза. Результат совместной обработки данных подтвердил эффект осцилляций на том же уровне достоверности. Результаты были опубликованы в [90]. В третьем цикле проводились измерения только фона на остановленном реакторе при его реконструкции в течение полутора лет.

3.5 Стабильность по измерению фона

Фон является одной из наиболее важных проблем эксперимента и требует детального изучения. Коррелированный сигнал фона возникает из-за быстрых

нейтронов по схеме, указанной в разделе 2.1 на рисунке 10, где стартовый сигнал задаётся протоном отдачи в процессе упругое рассеяние на водороде, который является основной компонентой сцинтиллятора. Однако, возможен процесс взаимодействия нейтронов с ядрами углерода, также входящего в состав сцинтиллятора. Наконец, возможен процесс взаимодействия нейтронов с ядрами кислорода, входящего в состав оргстекла, из которого изготовлены зеркальные перегородки между секциями, а также на ядрах алюминия, так как корпус детектора и секционная структура изготовлены из алюминиевого сплава (см. раздел 2.2).

Спектр фона, усреднённый по всем расстояниям, показан на рисунке 50. Следует заметить, что в области 3-6 МэВ можно видеть бамп и другие локальные максимумы на энергетической зависимости фона (рис. 50). Такой спектр фона может быть обусловлен структурой энергетических уровней ядер углерода, кислорода и алюминия. Эти нерегулярности в спектре накладываются на гладкую зависимость спектра протонов отдачи при рассеянии быстрых нейтронов, а также на коррелированный фон нестабильных изотопов ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, которые производятся космическими лучами при взаимодействии с ядрами углерода. Эти изотопы испытывают β -распад с последующим нейтронным распадом образовавшегося ядра.

Быстрый нейтрон в реакции (n, n') оставляет ядро в возбуждённом состоянии и его переход обратно в основное состояние происходит прежде, чем нейтрон термализуется и будет захвачен. Энергии первых возбуждённых уровней ядра углерода составляют 4.44 МэВ и 7.65 МэВ. Возбуждение уровня 7.65 МэВ возможно для быстрых ней нейтронов с энергией выше 8.25 МэВ. Уровень 7.66 в основном распадается по каналу на 3 альфа-частицы через промежуточное ядро ${}^8\text{Be}$ [92]. Полная энергия альфа-частиц при этом составляет порядка 400 кэВ. Первое возбуждённое состояние 4.44 МэВ возбуждается в процессе неупругого рассеяния быстрого нейтрона и испускает гамма-квант до термализации и захвата нейтрона. Поэтому мы наблюдаем коррелированное событие. Для кислорода наиболее интенсивной является линия при энергии 6.13 МэВ. Аналогичным образом

взаимодействие быстрых нейтронов с алюминием приводит к появлению гамма-квантов с энергиями 2.2 МэВ, 3.68 МэВ, 4.4 МэВ и 5.15 МэВ.

Гамма линии с энергиями: 2.2 МэВ, 3.68 МэВ, 4.44 МэВ, 5.15 МэВ и 6.13 МэВ можно рассматривать как наблюдаемые с разной долей уверенности.

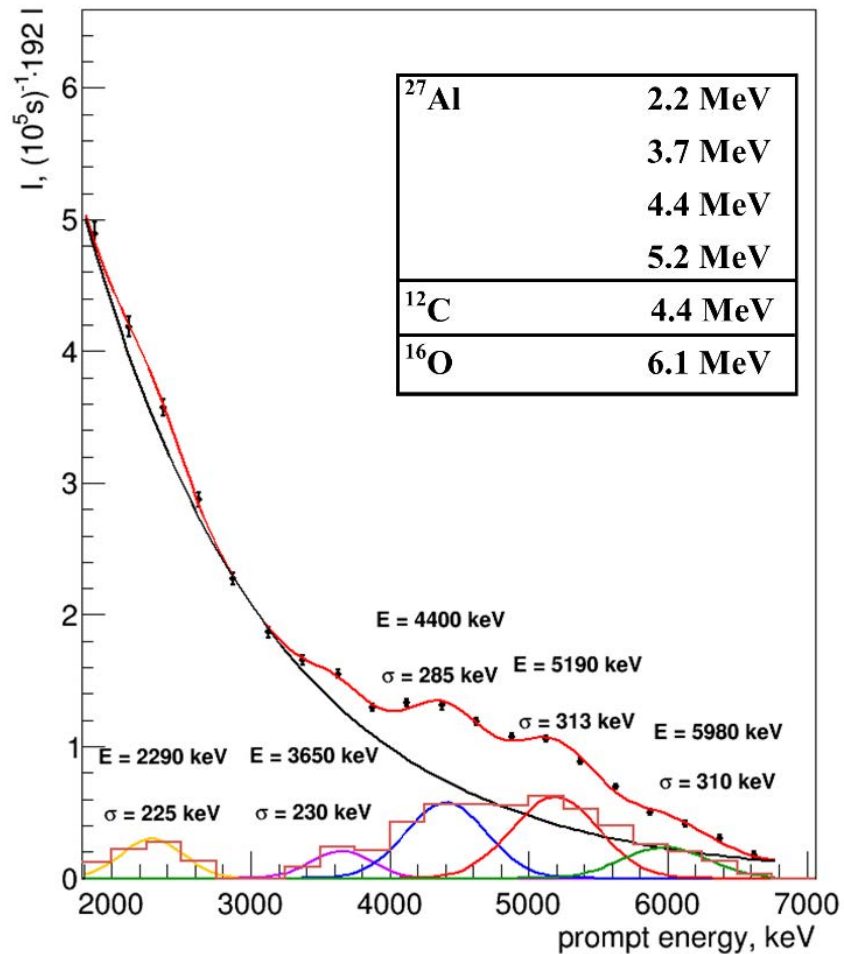


Рисунок 50. Спектр фона, усреднённый по всем расстояниям.

Гамма линии с энергиями: 2.2 МэВ, 3.68 МэВ, 4.44 МэВ, 5.15 МэВ и 6.13 МэВ можно рассматривать как наблюдаемые с разной долей уверенности.

Наличие этой структуры в спектре фона показывает, что энергетическая калибровка детектора в процессе всех измерений сохранялась. Более того, т.к. мы наблюдаем отдельные линии в спектре, хотя с не очень хорошим разрешением, можно сделать оценку энергетического разрешения детектора и предложить разложение формы спектра по гамма линиям (рис. 50).

В диапазоне от 2.0 МэВ до 7.0 МэВ энергетическое разрешение изменяется от 225 кэВ до 310 кэВ. Представленная оценка энергетического разрешения относится к детектору в целом, которое несколько лучше, чем энергетическое разрешение отдельной секции, так как при регистрации сигнала в одной из секций сигналы из ближайшего окружения учитываются.

Для подтверждения энергетического разрешения детектора, использованного в разложении экспериментального спектра фона мы провели МС расчёт энергетического разрешения для всего детектора с учётом сигналов соседних секций. Примеры регистрации гамма-квантов с энергиями 2.3 МэВ, 4.4 МэВ и 6 МэВ были показаны на рисунке 40. Рассчитанное разрешение $2\sigma=250$ кэВ при энергии 4.4 МэВ. Но в эксперименте разрешение при данной энергии $2\sigma=570$ кэВ, то есть вдвое хуже. Наличие перегородок между соседними секциями, различие в настройке отдельных секций и нестабильность в течение приблизительно трёх лет измерений могут ухудшить энергетическое разрешение.

3.6 Спектр мгновенных сигналов и спектр случайных совпадений

Спектр мгновенных сигналов коррелированных событий, измеренный при остановленном реакторе OFF, вычитается из аналогичного спектра, измеренного на том же расстоянии при работающем реакторе ON (спектр случайных совпадений измеряется одновременно с коррелированным спектром и вычитается для каждого измерения отдельно). Разность скорости счёта коррелированных событий ON-OFF во всём диапазоне энергий ^{223}Rn в сутки в диапазоне расстояний 6–9 м, отношение сигнал/фон 0.52. Скорость счёта коррелированных событий при работающем (ON) и остановленном (OFF) реакторе и их разности (ON-OFF) на различных расстояниях показаны на рисунке 51.

На рисунке 52 демонстрируются спектры коррелированных событий при работающем на мощности реакторе ON и при остановленном реакторе OFF, а также спектр их разности ON-OFF. Как уже обсуждалось ранее их разность относится к нейтринному спектру реактора, поскольку поток быстрых нейтронов от реактора, который мог бы дать вклад в разность ON-OFF не превышает $(1.1 \pm 0.45)\%$, что было показано в разделе 2.5.2. Но самое важное, что фон не имеет зависимости сколько-нибудь похожую на осцилляционную.

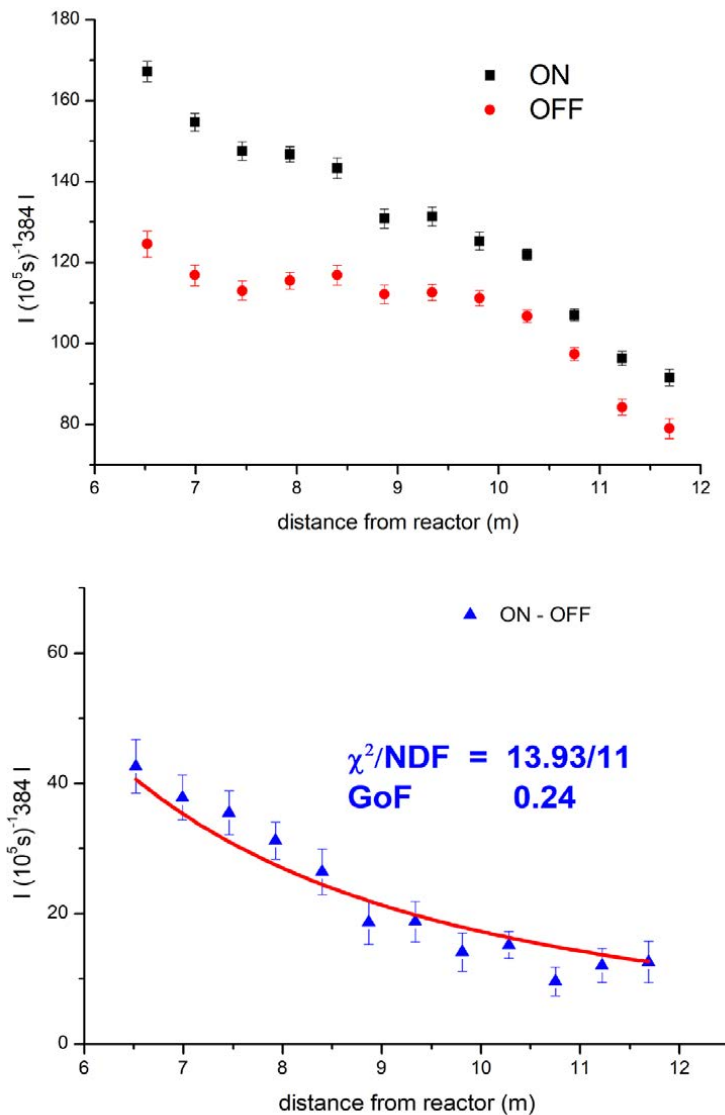


Рисунок 51. Сверху – скорость счёта коррелированных событий (реактор на мощности 90 МВт – ON) и (реактор остановлен – OFF) на разных расстояниях. Снизу – разность скорости счёта (ON-OFF) как функция расстояния.

Спектр ON и спектр OFF, усреднённые по всем расстояниям, показаны на рисунке 52 сверху. Снизу – спектр сигнала ON-OFF, усреднённый по всем расстояниям – синяя гистограмма и разность усреднённых по всем расстояниям спектров ON и OFF – красная гистограмма. Следует отметить, что для анализа на нейтринные осцилляции правильно использовать спектр сигнала ON-OFF для каждого расстояния, причём полученные в ближайших измерениях. Это позволяет лучшим образом скомпенсировать временные флуктуации космического фона.

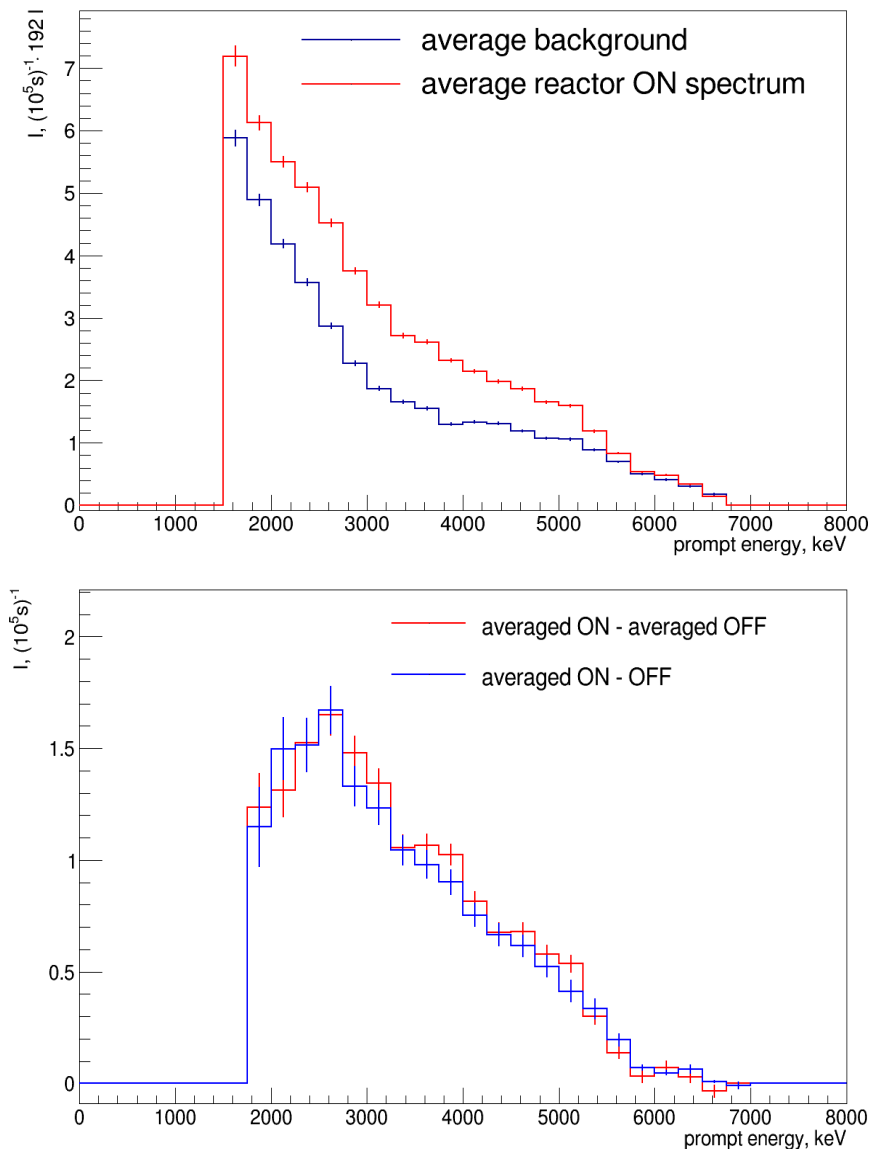


Рисунок 52. Сверху – спектры ON и OFF, усреднённые по всем расстояниям. Снизу – спектр разности, усреднённый по всем расстояниям – голубая линия и разность между усреднёнными по всем расстояниям спектров ON и OFF – красная линия.

Кроме коррелированного фона проблемой является фон случайных совпадений. Его энергетический спектр для трёх расстояний показан на рисунке 53 слева. Влияние реактора на фон случайных совпадений также представлено на рисунке 53 справа. Этот фон существенно увеличивается, если мы уменьшим порог для задержанных сигналов ниже 3 МэВ и даже наблюдается некоторая зависимость от мощности реактора. Как говорилось ранее эта проблема может быть решена выбором порога для задержанных сигналов 3.2 МэВ, поскольку энергия сигнала от захвата нейтрона гадолинием заметно выше и достигает 8 МэВ. Порог для мгновенного сигнала установлен на уровне 1.5 МэВ, чтобы сократить число потерянных нейтринных сигналов.

Таким образом, заключением этого анализа является выбор оптимальных порогов регистрации прямого и задержанного сигналов: 1.5 МэВ и 3.2 МэВ соответственно.

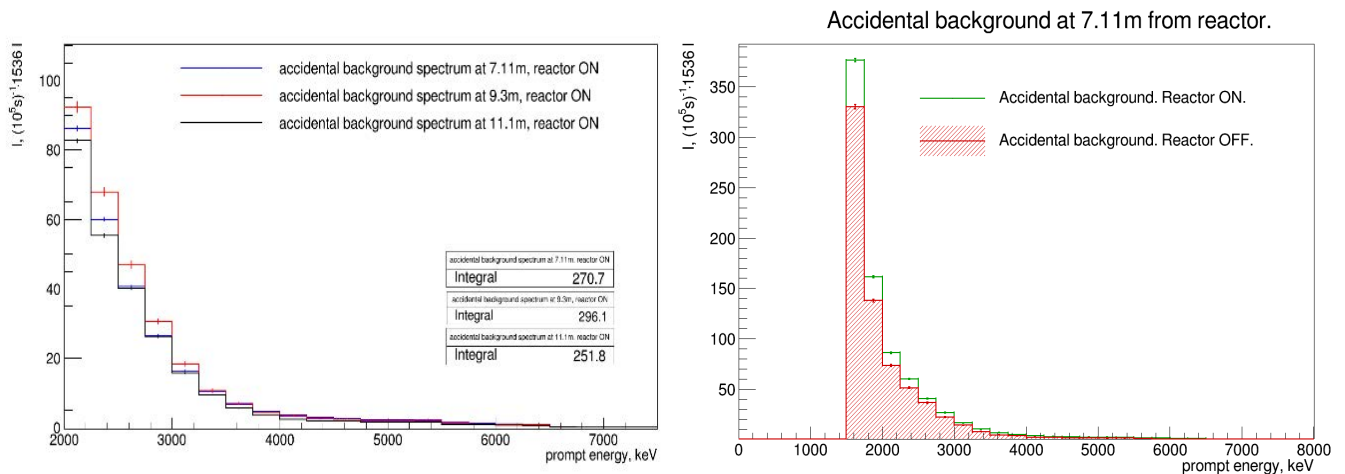


Рисунок 53. Спектры фона случайных совпадений на расстояниях 7.11 м, 9.3 м и 11.1 м между центром реактора и центром детектора (слева). Спектры фона случайных совпадений для работающего реактора ON и остановленного OFF на ближайшем от реактора расстоянии - 7.11 м (справа).

Глава 4. Анализ данных

Общий подход к анализу данных для поиска значений параметров, определяющих некоторую зависимость, состоит в сравнении экспериментально измеренной зависимости с ожидаемой в рамках той или иной гипотезы зависимостью при различных значениях параметров. Метод относительных измерений, описанный в разделе 2.1, задаёт лишь те величины, связь которых необходимо сравнивать. Так для реализации модельно-независимого анализа измеренные на различных расстояниях спектры реакторных антинейтрино необходимо представить в соответствующем этой задаче виде.

4.1 Сравнение экспериментального спектра антинейтрино с рассчитанным реакторным спектром

При сравнении спектров удобнее рассматривать спектры мгновенных сигналов. Для сравнения экспериментального спектра мгновенных сигналов при регистрации ОБР с расчётным спектром необходимо рассмотреть МК вычисления эффективности регистрации процесса ОБР в детекторе. Спектр, полученный в эксперименте, должен сравниваться с ожидаемым спектром мгновенных сигналов, рассчитанным в МК симуляции. Пример такого сравнения показан на рисунке 54, где представлен экспериментальный спектр мгновенных сигналов, усреднённый по всем расстояниям, и МК спектр мгновенных сигналов, полученный из спектра ^{235}U с учётом порогов регистрации экспериментальных сигналов.

Как уже отмечалось, для анализа на нейтринные осцилляции правильно использовать средний спектр сигнала ON-OFF для каждого расстояния, причём полученные в ближайших измерениях, чтобы лучшим образом скомпенсировать временные флуктуации космического фона. Однако, сравнение можно провести,

используя и разность усреднённых по всем расстояниям спектров ON и OFF. Это позволяет включить в обработку данных длительные измерения фона в 2020 году. Оба спектра сравниваются с расчётным и представлены на рисунке 54.

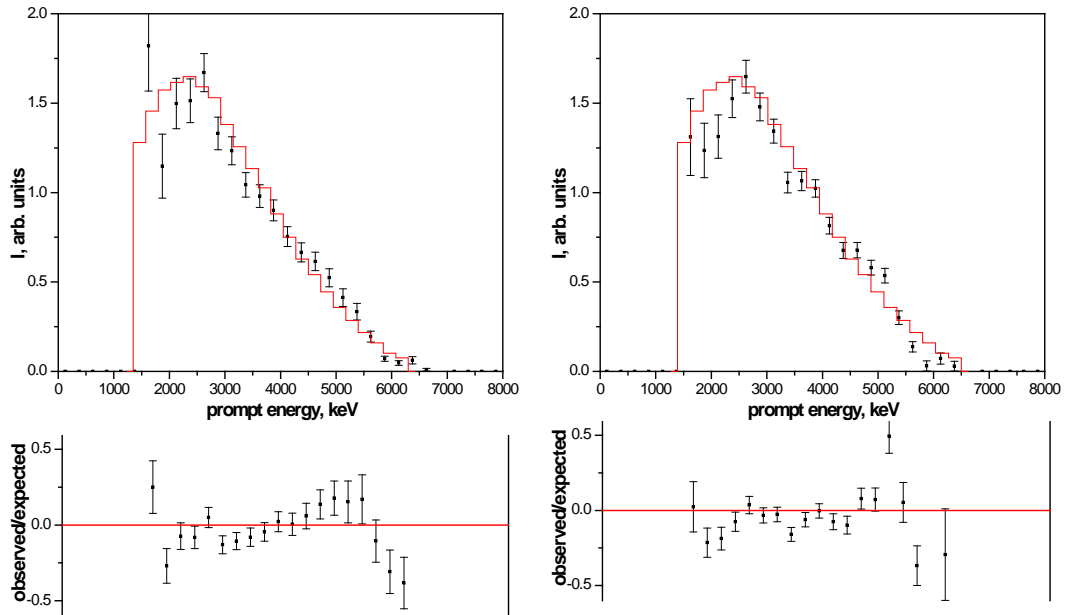


Рисунок 54. Сравнение расчётного МС спектра антинейтрино для ^{235}U с экспериментальным спектром ON-OFF. Внизу их разность, нормированная на расчётный спектр. Первые два рисунка представляют средний по всем расстояниям спектр сигнала ON-OFF, вторые два рисунка представляют разность усреднённых по всем расстояниям спектров ON и OFF, куда включены длительные измерения фона.

Сравнение экспериментального и расчётного спектров демонстрирует их не вполне удовлетворительное согласие в рамках имеющейся статистики. Причины возможного расхождения могут быть вызваны разными обстоятельствами. Во-первых, энергетическая калибровка расчётного спектра не фиксирована, а энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтрино не является полностью точной. Во-вторых, можно рассматривать присутствие в спектре, часто обсуждаемого бампа в области 5 МэВ. Обе причины нельзя исключить. Вопрос о возможности осцилляций является главным. Поэтому, как уже отмечалось ранее, сравнение только энергетической зависимости с ожидаемым спектром не вполне удовлетворительно, и для решения этой задачи нужен спектрально-независимый метод анализа экспериментальных данных.

4.2 Спектрально-независимый метод анализа

В разделе 2.1 описан метод анализа данных относительных измерениях, в котором форма спектра оказывается незначительной (это будет отдельно проверено в разделе 5.2), то есть как раз модельно и спектрально независимый анализ данных. Для простоты пренебрежём размером активной зоны реактора и высотой секции детектора, тогда формула (31) будет иметь вид:

$$R_{ik}^{\text{exp}} = (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2 / K^{-1} \sum_k^K (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2 = \frac{\left\langle S(E) \left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{14}^2 L_k}{E} \right) \right) \right\rangle_i}{K^{-1} \sum_k^K \left\langle S(E) \left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{14}^2 L_k}{E} \right) \right) \right\rangle_i} \quad (33)$$

$S(E)$ – начальный спектр ^{235}U , $\langle s \rangle$ – интегрирование с функцией энергетического разрешения с $\sigma = 250$ кэВ и интегрирование по энергетическим бинам. Правая часть уравнения представляет собой такое же отношение, записанное в аналитической форме с учётом осцилляционной гипотезы. Несмотря на то, что данное упрощение вполне допустимо, в дальнейшем анализе, тем не менее, использовалась полная формула (19).

Знаменатель этого отношения – скорость счёта антинейтринных событий с одной и той же энергией, но усреднённая по всем расстояниям, поэтому при достаточно большой частоте осцилляций знаменатель вырождается в константу:

$$R_{ik}^{\text{th}} \approx \frac{1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27 \Delta m_{14}^2 L_k / E_i)}{1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{14}} \xrightarrow{\theta_{14}=0} 1 \quad (34)$$

Это отношение превращается в единицу при отсутствии осцилляций. R_{ik}^{exp} отношение в приближении (34) с точностью до коэффициента $1/(1 - 1/2 \sin^2 2\theta_{14})$ соответствует уравнению (19), описывающему процесс осцилляций. Однако, с учётом конечного разрешения детектора и ширины энергетического бина, как будет показано в следующем разделе, наблюдается затухание осцилляций.

Результаты измерений зависимости потока антинейтрино от расстояния и энергии могут быть представлены в виде матрицы, содержащей $24 \times K$ элементов N_{ik} , обозначающих разностный сигнал в i -том интервале (бине) энергий ($i = 1 \dots K$) и k -том интервале расстояний от центра реактора ($k = 1 \dots 24$). В сумме мы получаем 24 положения, в которых измеряется спектральный поток антинейтрино в диапазоне от 6.4 м до 11.9 м. Пространственный интервал соответствует размерам ячейки детектора и составляет 23см, что в два раза меньше размера активной зоны реактора.

Энергетический спектр разделён на интервалы (бины) различной ширины 500 кэВ ($K = 9$), 250 кэВ ($K = 18$) и 125 кэВ ($K = 36$). Более подробное разбиение не имеет смысла из-за уменьшения статистической точности элемента матрицы. Даже при разбиение по 500 кэВ статистической точности наших измерений недостаточно, чтобы построить осцилляционную кривую. Также матрицу измерений можно представить в виде зависимости от L_k/E_i . При этом некоторые элементы матрицы будут иметь одинаковое отношение L_k/E_i , то есть одинаковую фазу осцилляционной зависимости от L/E и эти точки можно объединить – когерентно сложить. На рисунке 55 показана матрица экспериментальных данных и схематично представлена процедура когерентного сложения. В дальнейшем анализе мы будем использовать разбиение по энергетическим интервалам по 500 кэВ и объединение по 8 точек, кроме того использовать разбиение по энергетическим интервалам 250 кэВ и объединение 16 точек близких по L/E и наконец, использовать разбиение по энергетическим интервалам 125 кэВ и объединение соседних результатов на зависимости L/E по 32 точки.

Все три варианта обработки данных используют почти один и тот же статистический материал и они в пределах статистической точности эквивалентны. Целесообразность повторения обработки данных состоит в том, чтобы избежать случайной флуктуации при случайной выборке данных. Поэтому усреднение результатов всех вышеупомянутых вариантов обработки данных помогает избежать

случайной флуктуации. Целесообразно пояснить, что при усреднение статистическая точность среднего результата остаётся такой же. Ниже представлены результаты обработки экспериментальных данных, используя описанную выше схему.

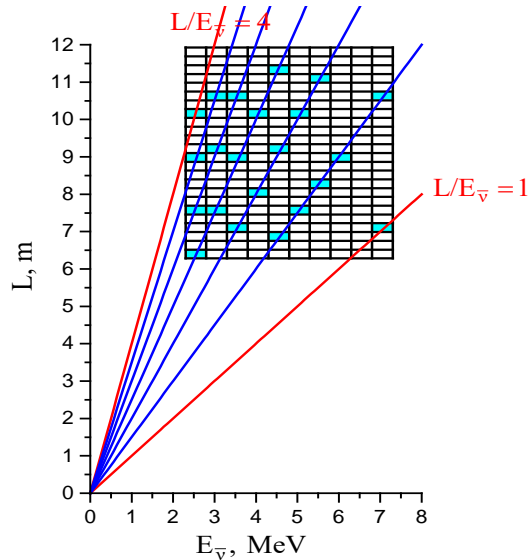


Рисунок 55. Иллюстрация метода когерентного сложения результатов измерений для получения зависимости R_{ik}^{sim} от отношения L/E .

Для сравнения с теорией следует провести МК моделирование эксперимента и учесть энергетическое разрешение детектора. Несмотря на малое влияние размеров секций детектора и размеров активной зоны реактора при моделировании эти параметры учитывались.

4.3 Монте-Карло моделирование ожидаемых результатов с использованием спектрально-независимого метода анализа

В этом параграфе описываются Монте-Карло вычисления, в которых использованы геометрические параметры источника и детектора с учётом разбиения на отдельные секции.

В данной симуляции были использованы значения параметров Δm_{14}^2 и $\sin^2 2\theta_{14}$ близкие к тем, что будут получены в дальнейшем из анализа экспериментальных данных. Цель этого моделирования состоит в том, чтобы

увидеть, как выглядит процесс осцилляций на плоскости E, L и как извлечь процесс осцилляций в виде зависимости от отношения L/E в соответствии с уравнением (31).

Моделировался источник антинейтрино с геометрическими размерами активной зоны реактора $42 \times 42 \times 35 \text{ см}^3$, а также детектор антинейтрино с учётом его геометрических размеров (50 секций с размерами $22.5 \times 22.5 \times 75 \text{ см}^3$). Использовался антинейтринный спектр U^{235} , умноженный на функцию эффекта осцилляций $1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i)$.

Ожидаемый эффект осцилляций для различного энергетического разрешения детектора показан на плоскости (E, L) как матрица – рисунки 56 и 57 слева, и как функция от L/E , полученная сложением данных с одинаковым отношением L/E – рисунки 56 и 57 справа [91]. На рисунке 57 (слева) представлена смоделированная матрица отношения $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$, которое предложено использовать для обработки данных в соответствии с уравнением (31). В расчётах статистическая точность моделирования отношения $(\Delta N_{ik}/N_{ik})$ составляла 1%, что значительно лучше, чем в эксперименте.

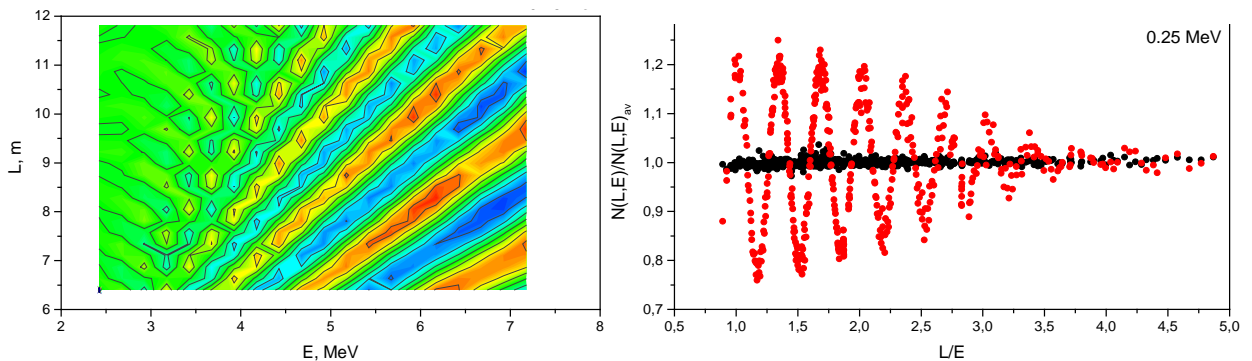


Рисунок 56. Матрица R_{ik}^{sim} отношения $(N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2)$ для энергетического разрешения детектора ± 125 кэВ (слева); зависимость R_k^{sim} от L/E (справа).

Важнейшим параметром в этом моделировании было энергетическое разрешение детектора, определялось энергетическим интервалом в матрице 250 кэВ и 500 кэВ соответственно. Можно видеть, что ухудшение энергетического разрешения детектора подавляет наблюдаемый эффект осцилляций. Но при этом

уменьшается число наблюдаемых периодов осцилляций, а амплитуда первых наблюдаемых осцилляций сохраняется.

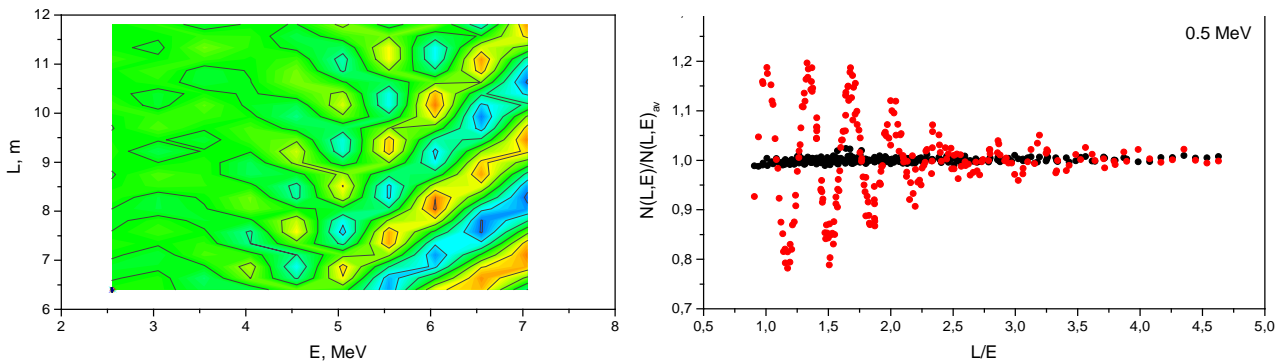


Рисунок 57. Матрица R_{ik}^{sim} отношения $(N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2)$ для энергетического разрешения детектора ± 250 кэВ (слева); зависимость R_{ik}^{sim} от L/E (справа).

В этом разделе следует сделать необходимые пояснения, связанные с обработкой экспериментальных данных и их МК моделированием. Проблема энергетического разрешения требует особого внимания. Построение матрицы измерений на плоскости с интервалом ΔE уже предполагает введение энергетического разрешения. Рисунки 56 и 57 отличаются только тем, что энергетический интервал сбора данных был выбран разным: $\Delta E = 250$ кэВ или $\Delta E = 500$ кэВ. В исходных разыгранных данных энергетическое разрешение детектора считалось идеальным. Для выяснения вопроса о том, как следует выбирать энергетический интервал можно провести следующее моделирование.

Разыгрывается эксперимент с энергетическим разрешением $\sigma = \pm 250$ кэВ. Обработка данных делается с энергетическим интервалом 125 кэВ, 250 кэВ и 500 кэВ. Для полноты картины делается также расчет с идеальным энергетическим разрешением и разными энергетическими интервалами.

Сравнение зависимостей, изображённых слева и справа на рисунке 58, достаточно ясно демонстрирует влияние энергетического разрешения детектора на осцилляционную кривую. Правые рисунки показывают, что выбор энергетического интервала меньшим или равным энергетическому разрешению детектора $\sigma = 250$ кэВ практически не влияет на форму осцилляционной кривой. Выбор энергетического

интервала $\Delta E = 500$ кэВ практически заменяет учет энергетического разрешение детектора $\sigma = 250$ кэВ и может быть использован для экспресс анализа. Для окончательных расчётов следует использовать энергетического разрешение детектора $\sigma = 250$ кэВ. Выбор энергетического интервала $\Delta E = 500$ кэВ и одновременный учёт энергетического разрешение детектора $\sigma = 250$ кэВ ошибочен, это приводит к двойному учёту энергетического разрешения как это сделано в работе [93].

Итак, исходя из того, что энергетическое разрешение детектора при регистрации гамма квантов находится в диапазоне 220 - 310 кэВ (рисунок 50) и особенностей регистрации позитронов (рисунок 39, таблица 8.) представляется правильным вести обработку данных для анализа процесса осцилляций, используя энергетическое разрешение детектора $\sigma = 250$ кэВ, независящее от энергии позитрона.

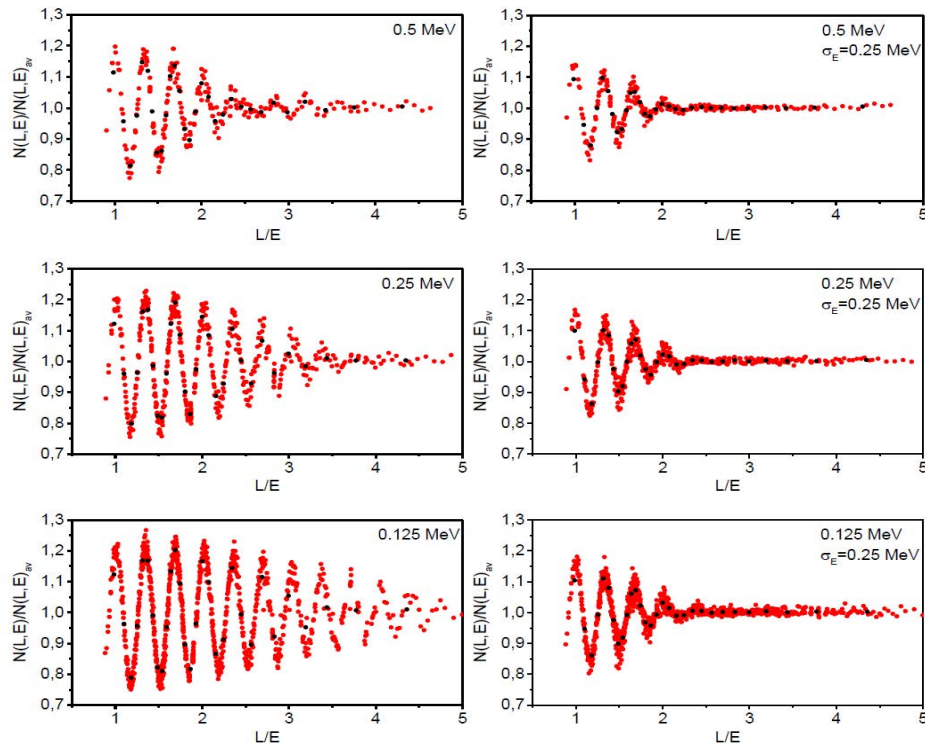


Рисунок 58. Слева расчёт осцилляционной кривой с идеальным энергетическим разрешением детектора и с энергетическим интервалом 125 кэВ, 250 кэВ и 500 кэВ. Справа – симуляция осцилляционных кривых с энергетическим разрешением $\sigma = 250$ кэВ и интервалами 125, 250, 500 кэВ.

На рисунке 58 число красных точек на кривой соответствует числу элементов в матрице. Чёрные точки на кривой появляются после объединения соседних результатов на зависимости L/E. Число чёрных точек на всех шести кривых одинаковое.

4.4 Первая фаза анализа данных

Ниже приводится анализ данных сигнала антинейтрино от реактора для первого и второго цикла измерений совместно.

Исходное распределение счёта (ON – OFF) = N_{ν} во всём энергетическом диапазоне, показанное на рисунке 34 слева, представляет собой отклонение счёта от среднего значения для разных серий измерений, которое в каждом случае нормировано на свою статистическую ошибку. Это позволяет объединить все измерения на разных расстояниях вместе с целью выявления дополнительного разброса данных кроме статистического. Данное распределение хорошо описывается функцией Гаусса и определяется практически только статистикой. Это означает, что дополнительных нестабильностей кроме изменений космического фона мы не наблюдаем.

Мы сравниваем его с распределением, полученным для отношения R_{ik}^{exp} из того же набора данных. Оно, так же, как и распределение ON-OFF, нормировано на статистическую ошибку и представляет собой отклонение R_{ik}^{exp} от единицы.

В данном случае использовалось разбиение энергетической шкалы на 9 интервалов по 500 кэВ и шкалы расстояний на 24 интервала, то есть в матрице измерений 216 элементов. На рисунке 59 справа показано распределение всех 216 точек по L/E диапазону от 0.9 до 4.7. Можно видеть, что распределение R_{ik}^{exp} уже отличается от нормального. Значение χ^2/dof , полученное при данном сравнении, составляет 25.9/16 что исключает возможность описания распределение отношения

R_{ik}^{exp} функцией статистического распределения, поскольку достоверность такого описания составляет всего 5%. Уширение распределения R_{ik}^{exp} должно возникнуть при наличии эффекта осцилляций. Это можно рассматривать как первое проявление эффекта осцилляций в обработке данных.

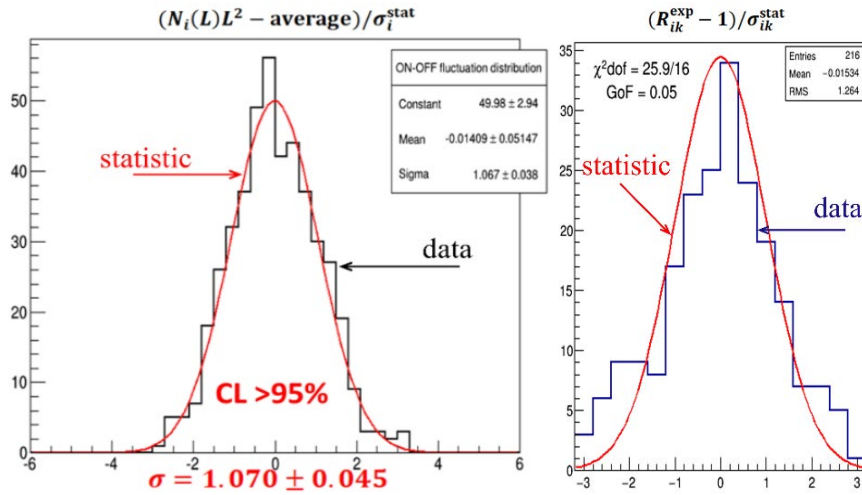


Рисунок 59. Слева – распределение счёта ON-OFF во всём энергетическом диапазоне, нормированное на σ ; справа – распределение R_{ik}^{exp} для 216 точек по L/E диапазону от 0.9 до 4.7, нормированное на σ .

4.5 Поиск параметров осцилляций

Оптимальные параметры осцилляций можно найти, используя распределение: $\sum_{i,k} (R_{ik}^{\text{exp}} - R_{ik}^{\text{th}})^2 / (\Delta R_{ik}^{\text{exp}})^2 = \chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$.

Матрица результатов измерений должна сравниваться с матрицей с ожидаемой матрицей, полученной с помощью МК расчёта с энергетическим разрешением ± 250 кэВ. Поиск ограничений на параметры осцилляций $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ осуществлялся с помощью метода $\Delta\chi^2$. Использовалась зависимость R-отношения от параметра L/E, наглядным образом демонстрирующая процесс осцилляций.

Результат анализа данных первого и второго циклов измерений на плоскости $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ представлен на рисунке 60. Область параметров осцилляций,

обозначенная розовым цветом исключена с достоверностью более 3σ . Тем не менее, существуют области параметров, в том числе область вблизи значений $\Delta m_{14}^2 = 7.3\text{eV}^2$ и $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$, которые могут соответствовать значениям параметров осцилляций. Уровень достоверности гипотезы осцилляций в стерильное состояние при этом составляет 2.9σ . Здесь также показаны области реакторной и галлиевой аномалии [85].

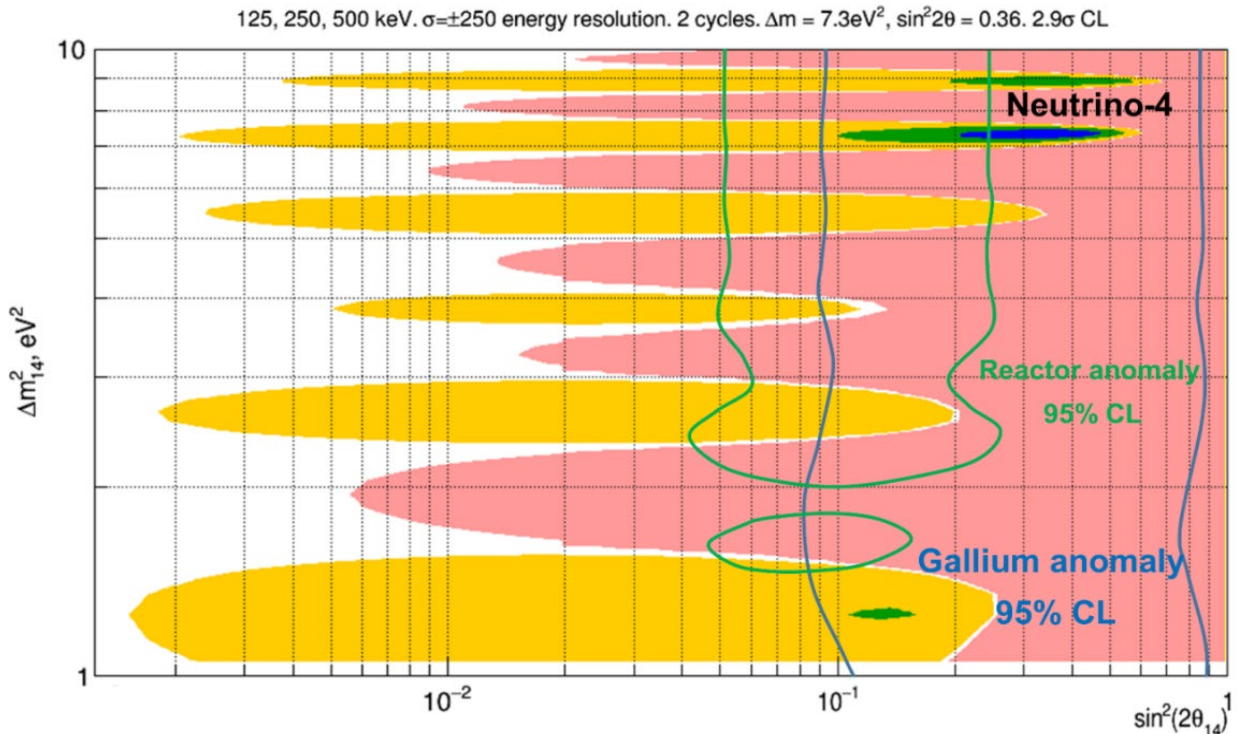


Рисунок 60. Результат анализа данных, полученных в ходе первого и второго циклов измерений. Ограничения на параметры осцилляций $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$. Розовым цветом обозначена область параметров, исключённая с уровнем достоверности более 3σ . Оранжевым – область допустимых значений с достоверностью не более 2.9σ . Зелёным – область допустимых значений параметров осцилляций с уровнем достоверности 2σ и синим – с уровнем достоверности 1σ .

На рисунке 61 представлены результаты анализа данных первого цикла измерений (I), результаты анализа данных первого цикла измерений совместно со вторым циклом измерений (II), а также результаты анализа данных первого цикла измерений, со вторым циклом измерений и с третьем циклом измерений (III). Слева – центральная часть области $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ и справа осцилляционная кривая.

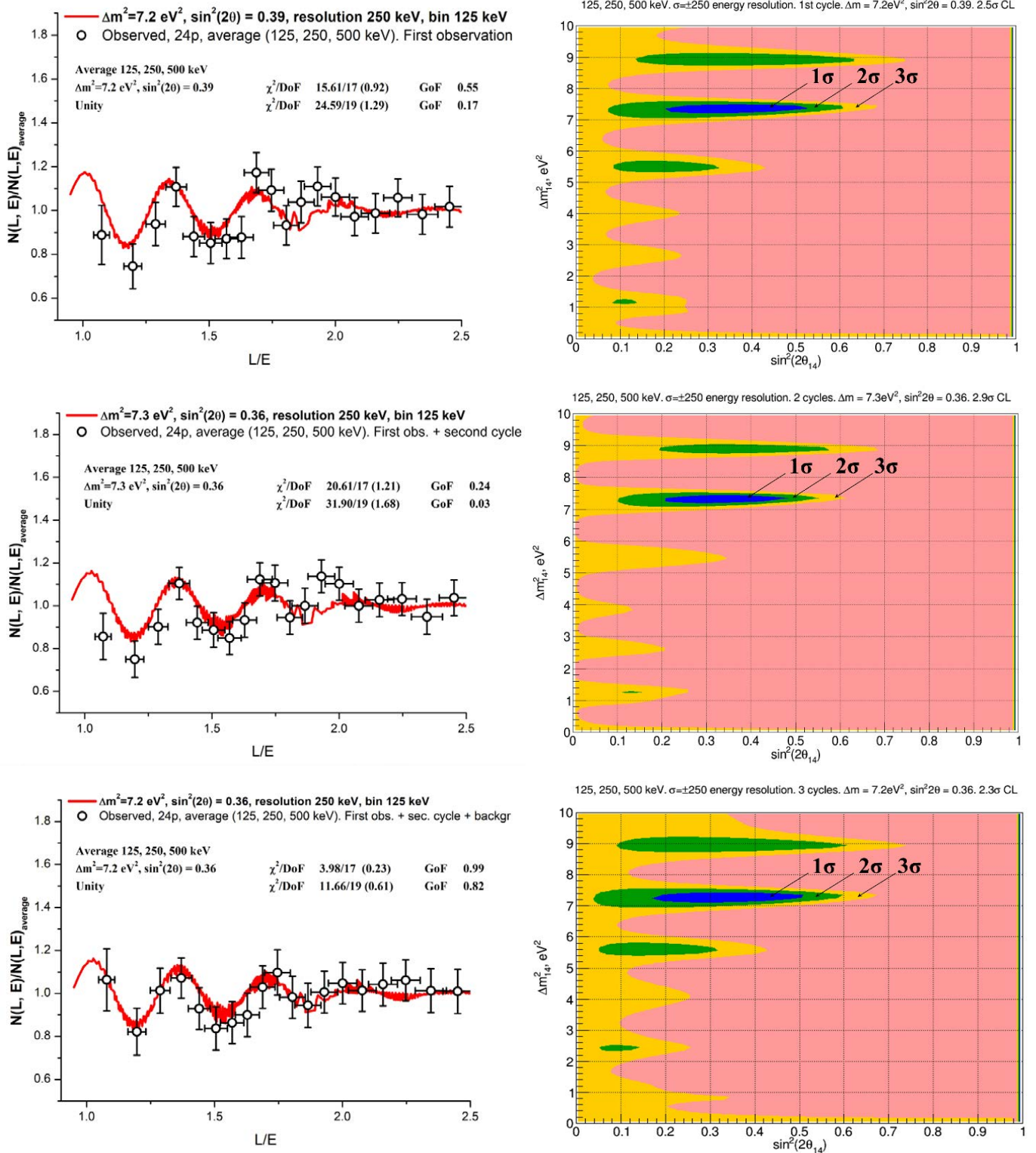


Рисунок 61. Сверху – результат анализ первого цикла измерений (I), посередине – результат анализа данных первого и второго (II) цикла измерений вместе, снизу – результат анализа данных всех циклов измерений вместе с третьим циклом (III). Слева – центральные области вблизи значений параметров, соответствующих лучшему фиту, на плоскости $\Delta m^2_{14}, \sin^2 2\theta_{14}$, справа – осцилляционные кривые, зависимости R-отношения от L/E при значениях параметров $\Delta m^2_{14}, \sin^2 2\theta_{14}$, соответствующих лучшей аппроксимации.

В таблице 9 представлены значения χ^2/DoF и GoF для анализов с наличием и отсутствием осцилляций для всех трёх случаев I, II, и III.

Таблица 9. Значения χ^2/DoF и GoF для трёх наборов данных.

Случай	Параметры $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$, соответствующие лучшей аппроксимации	χ^2/DoF (приведённый χ^2) для фитирования с гипотезой без осцилляций и для лучшего фита	Критерий согласия фита без осцилляций и лучшего фита
I	7.2 эВ ² , 0.39 (2.5 σ)	15.61/17 (0.92) 24.59/19 (1.29)	0.55 0.17
II	7.3 эВ ² , 0.36 (2.9 σ)	20.61/17 (1.21) 31.90/19 (1.68)	0.24 0.03
III	7.2 эВ ² , 0.36 (2.3 σ)	3.98/17 (0.23) 11.66/19 (0.61)	0.99 0.82

Здесь уже следует обратить внимание, что ошибка измерений $\sin^2 2\theta_{14}$ уменьшилась после включения данных второго цикла измерений, а также увеличился уровень достоверности. Однако, после включения дополнительных измерений фона в третьем цикле ошибка в измерении $\sin^2 2\theta_{14}$ увеличилась и упал уровень достоверности. Как уже отмечалось, что предпочтительными являются измерения в режиме реактор ON реактор OFF с коротким временным интервалом. В этом случае флуктуации фона компенсируются. Когда мы используем длительные и независимые измерения фона и сравниваем их с измерениями при включённом реакторе с интервалом 1-2 года, тогда мы можем получить разброс данных фона значительно за пределами статистики. Это приводит только к увеличению, а не уменьшению ошибки измерений. Поэтому мы должны остановиться на результатах, полученных в первом и втором цикле измерений $\Delta m_{14}^2 = 7.30 \pm 0.13_{st}$ и $\sin^2 2\theta = 0.36 \pm 0.12(2.9\sigma)$.

4.6 Зависимость потока реакторных антинейтрино от расстояния в диапазоне 6-12 метров

Результаты измерений разности счёта при включенном и выключенном реакторе показаны на рисунках 62–64. Фитирование экспериментальной зависимости константой даёт удовлетворительный результат. Критерий согласия имеет величину 22%. Поправки на конечные размеры активной зоны реактора и секций детектора при рассмотрении зависимости потока от расстояния пренебрежимо малы – 0.3%, поправками на разницу между осью движения детектора и направлением на центр активной зоны реактора так же можно пренебречь, они составляют приблизительно 0.6%.

Учитывая полученные параметры осцилляций, можно оценить отношение наблюдаемого потока к ожидаемому потоку реакторных антинейтрино со спектром, соответствующим высокообогащённому ^{235}U топливу. Для значений параметров осцилляций $\Delta m_{14}^2 = 7.30$ и $\sin^2 2\theta = 0.36$ будем иметь зависимость этого отношения от расстояния, показанную на рисунке 63 чёрной линией. Как уже отмечалось ранее в разделе 2.1, при большой частоте осцилляций, то есть при достаточно больших значениях разности квадратов масс, отклонения отношения потоков от константы быстро затухают и уже на расстоянии нескольких метров наблюдается только дефицит, что и наблюдается на рисунке. Отношения экспериментально наблюдаемых в эксперименте Нейтрино-4 на различных расстояниях потоков к значениям функции A/L^2 при соответствующих значениях L , у которой параметр A соответствует лучшей аппроксимации экспериментальных данных (красная линия на рисунке 62) показано на рисунке 64; чёрная прямая – соответствующий параметрам осцилляций уровень дефицита на расстояниях 6-12. Красные точки на рисунке 63 – усреднённые по 4 значения этих отношений. Измерения потока антинейтрино, выполненные на моделях детектора, также показывали хорошее соответствие с убыванием потока как A/L^2 [94].

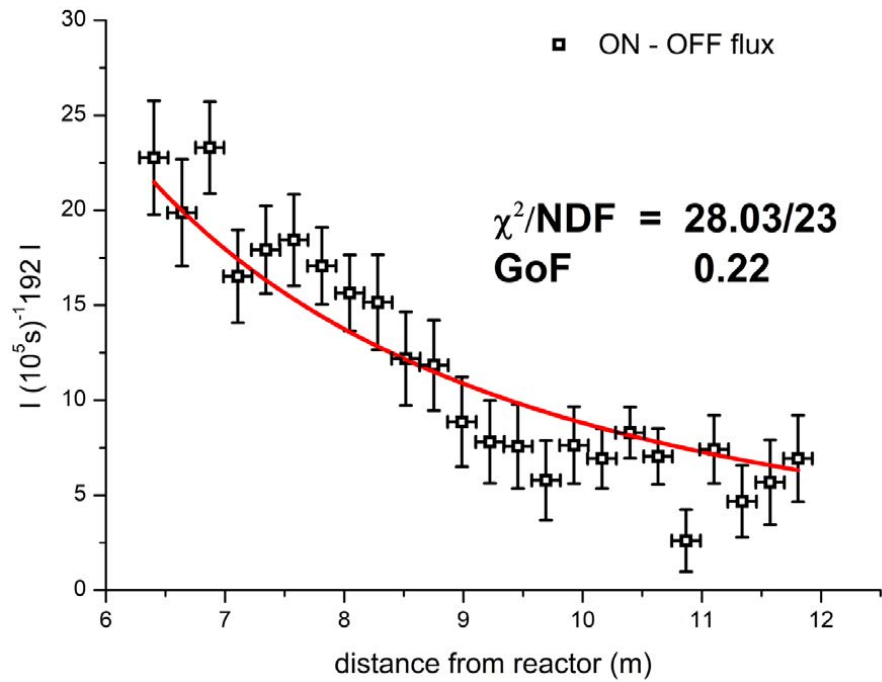


Рисунок 62. Зависимость потока антинейтрино от расстояния до активной зоны реактора.

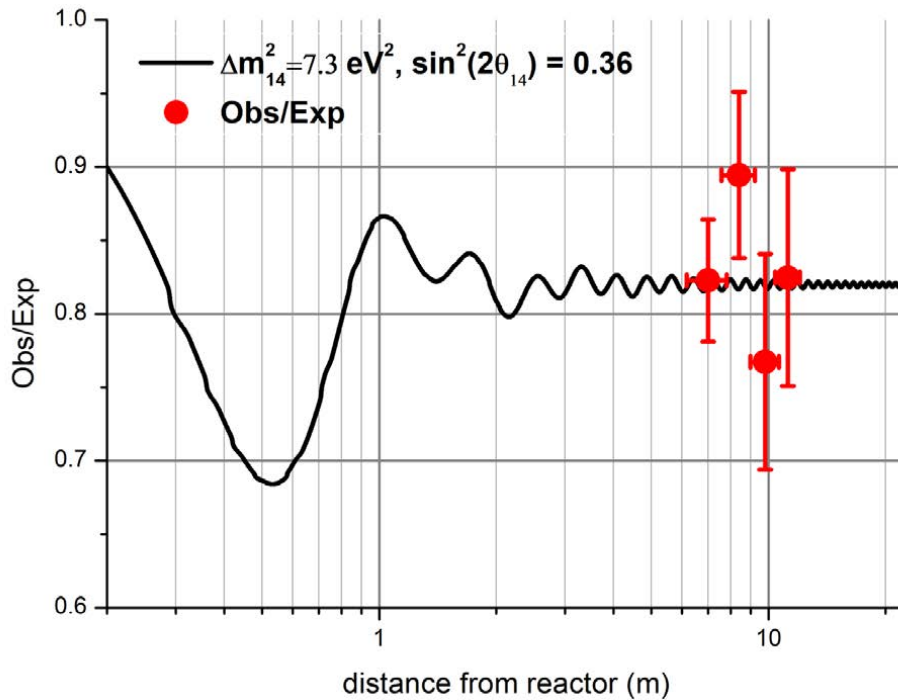


Рисунок 63. Отношение наблюдаемого и ожидаемого потоков при учёте эффекта осцилляций с параметрами, полученными в эксперименте Нейтрино-4 $\Delta m^2_{14} = 7.3 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$.

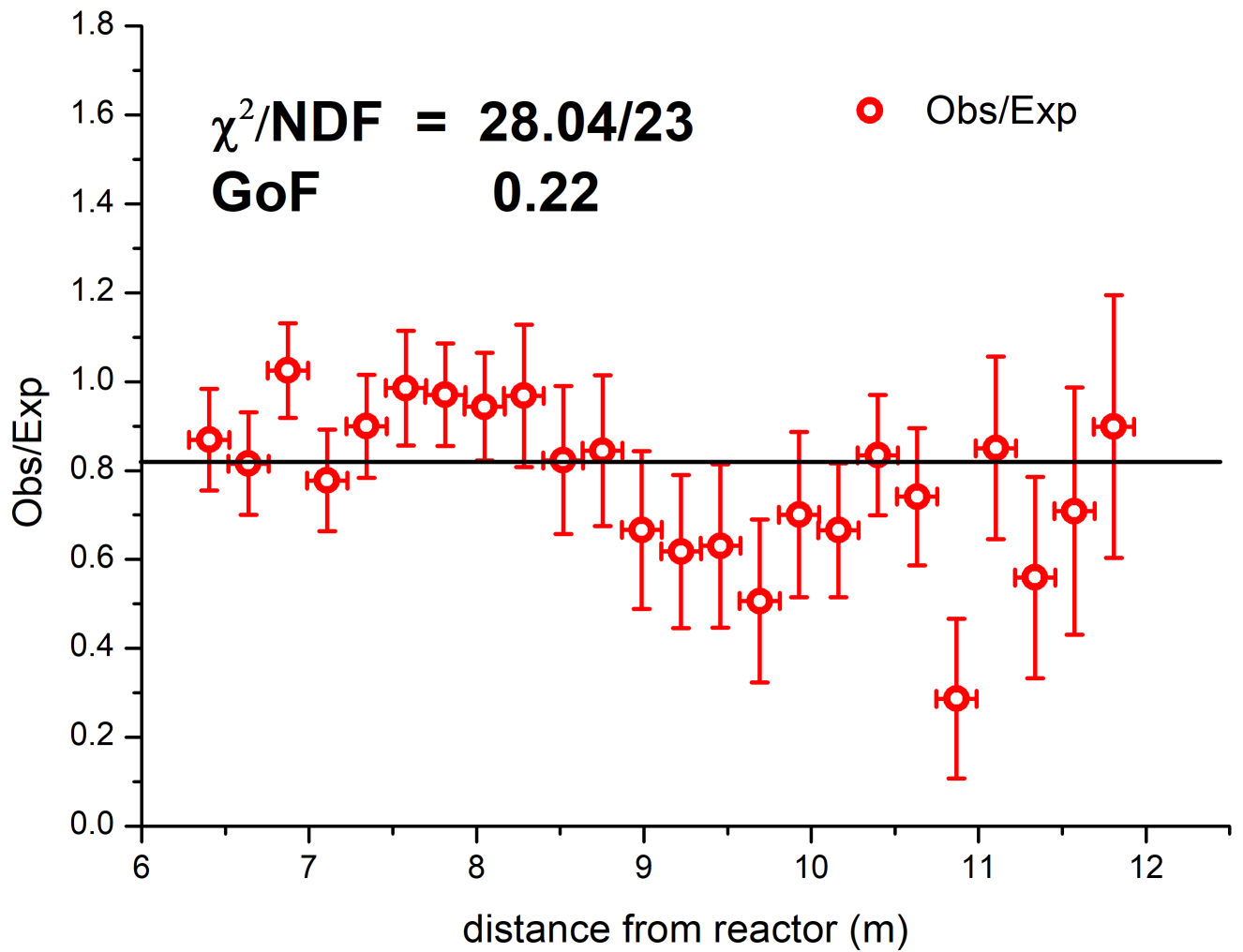


Рисунок 64. Зависимость потока нейтрино от расстояния до центра активной зоны реактора, представление результатов измерений, нормированное на лучшую аппроксимацию функцией A/L^2 .

Глава 5. Анализ возможных систематических эффектов

В данном разделе приводится необходимый анализ систематических эффектов, которые могли бы сформировать некоторые отклонения в измеряемом спектре, которые в свою очередь привели бы к наблюдению периодической зависимости.

5.1 Фон быстрых нейтронов

Изучение возможных систематических эффектов было выполнено с помощью фона быстрых нейтронов от космического излучения. Чтобы провести проверку на возможные систематические эффекты, нужно выключить поток антинейтрино и провести такой же анализ данных. То есть необходимо повторить весь анализ данных, используя фон быстрых нейтронов от космического излучения. Статистическая точность результата подобного анализа будет заметно выше, чем точность наблюдаемого эффекта, поскольку данных измерений фона было накоплено больше. Результаты анализа измерений фона (собранные данные за весь период наблюдения) на проявление эффекта осцилляций на плоскости параметров Δm_{14}^2 и $\sin^2 2\theta_{14}$ представлены на рисунке.

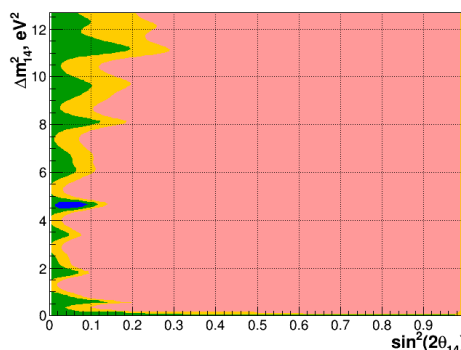


Рисунок 65. Результат анализа методом $\Delta\chi^2$ на плоскости $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ для коррелированного фона.

На рисунке 66 слева показан результат представления измерений коррелированного фона в виде зависимости L/E так же, как и для данных,

полученных из разницы ON–OFF. Из рисунка видно, что фон не может сформировать наблюдаемый эффект осцилляций, показанный на рисунке 66 справа.

Коррелированный фон (быстрые нейтроны от космического излучения) в помещении лаборатории не является однородным и имеет некоторую зависимость от места наблюдения. Это объясняется неравномерным распределением материалов перекрытий (в основном бетона) здания, что можно увидеть на рисунке 18.

Можно видеть, что зависимость R-отношения от L/E удовлетворяет фитированию константой с $\chi^2/DoF = 1.3$, в то время как описание осцилляционной зависимостью даёт $\chi^2/DoF = 6.1$. Поэтому можно сделать заключение о том, что оборудование не может быть причиной появления систематического эффекта, который мог бы создать ложный эффект осцилляций.

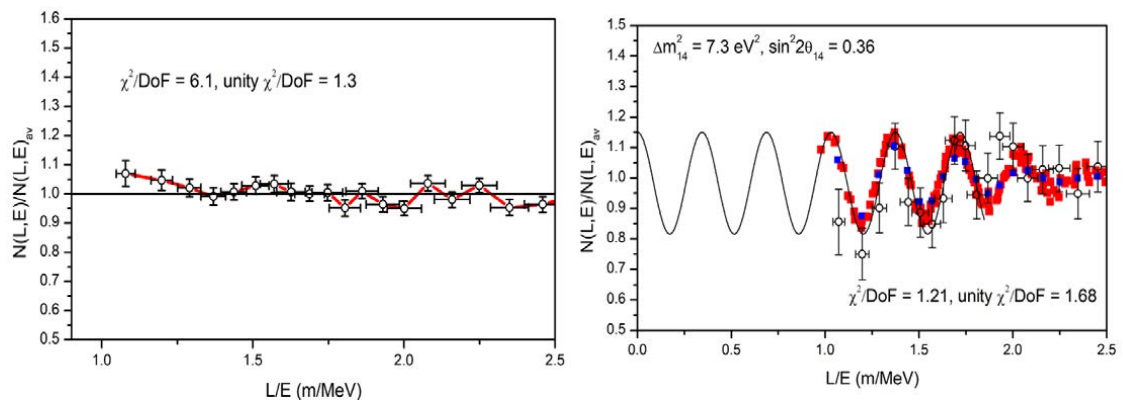


Рисунок 66. Сравнение зависимостей R-отношении от L/E полученных из коррелированного, фона – слева и сигнала антинейтрино (разности ON–OFF) – справа.

5.2 Спектральная независимость и особенности метода анализа

Следующий возможный вопрос — это спектральная независимость метода. Она продемонстрирована на рисунке 67, где представлены результаты обработки данных первого цикла измерений с использованием четырёх различных спектров: 1) наблюдаемого экспериментального спектра, 2) спектра U -235, 3) спектра с учётом

осцилляций и 4) спектра Монте Карло вычислений. Как показано на рисунке, итоговая функция от L/E не зависит от начального ожидаемого спектра, поэтому с высокой точностью можно утверждать, что от спектра в правой части формулы (31) действительно практически нет зависимости [89].

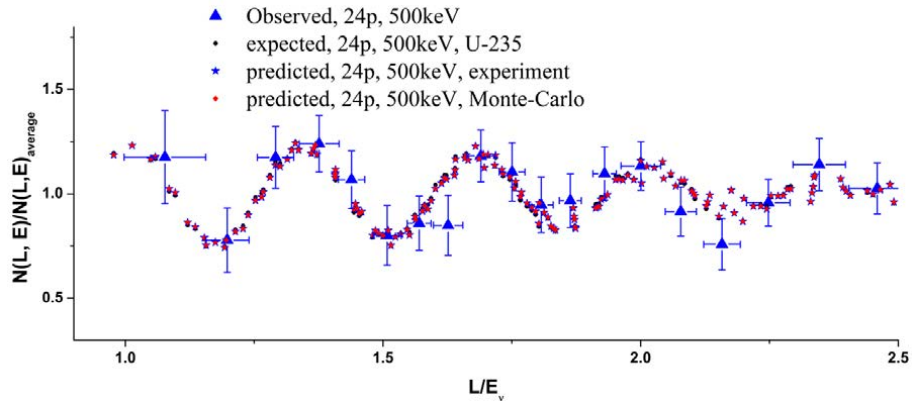


Рисунок 67. Сравнение экспериментальных данных с ожидаемыми формами зависимости в предположении различных начальных нейтринных спектров. Чёрные точки – спектр ^{235}U , синие звёздочки – экспериментальный спектр, усреднённый по всем расстояниям, красные ромбы – результат Монте-Карло моделирования нейтринного спектра для полномасштабного детектора.

Представляет интерес проверить влияние выборки числа точек в процедуре суммирование для получения экспериментальной осцилляционной кривой. Рисунок 68 [89] демонстрирует, что когерентное суммирование по 7, 8 или 9 точек элементов матрицы данных первого цикла не приводит к существенной разнице в экспериментальной осцилляционной кривой.

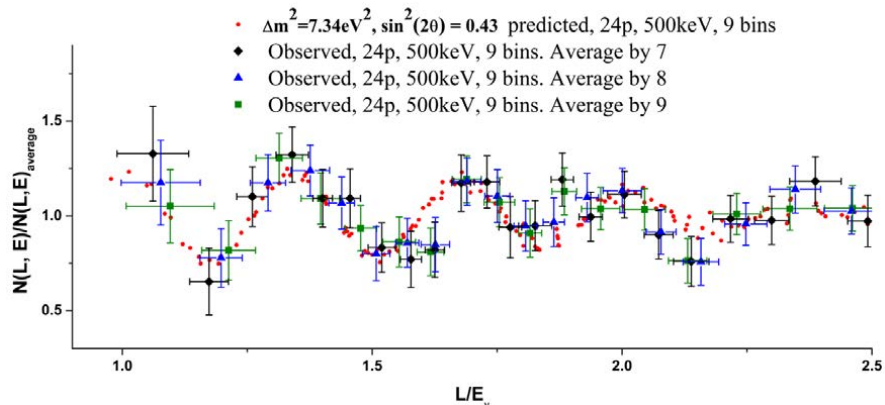


Рисунок 68. Когерентное сложение для разного количества энергетических бинов и с разным усреднением.

5.3 Влияние условий измерений, зависящих от мощности реактора

Флуктуации некоррелированные с мощностью реактора не представляют опасности появления ложного эффекта осцилляций. Поэтому следует исследовать возможное изменение каких-либо параметров, коррелированное с мощностью реактора. Например, температура в лаборатории увеличивается при включении реактора. Если при этом изменяется, например, коэффициент усиления ФЭУ, то это приведёт к сдвигу спектров. Нерегулярности в спектре фона будут смещены. При операции вычитания фона возникнет разность с периодической структурой. Это рассуждение вызывает следующее беспокойство о возможности возникновения ложного эффекта осцилляций. Здесь требуется количественная оценка возможной величины эффекта.

Изменение температуры в лабораторном помещении при включении реактора не наблюдалось в пределах точности 1–2 градуса. Следует заметить, что детектор совместно с частью электронной аппаратуры находится внутри пассивной защиты весом 60 тонн. Эта защита является по существу криостатом. Температурный коэффициент стабильности напряжения на ФЭУ составляет 0.23 вольта на градус. Эти исследования были выполнены в специальном стенде при изменении температуры на 20 градусов. Изменение коэффициента ФЭУ Hamamatsu R5912 составляет 0.5 % на градус, следовательно, смещение спектра в области 6000 кэВ составляет 30–60 кэВ. Наконец, в другом специальном стенде была осуществлена проверка температурной стабильности всей системы, включая ФЭУ и сцинтиллятор. Диапазон изменения температуры составил также 20 градусов, а температурная стабильность 1% на градус. Таким образом, возможное смещение спектра в области 6000 кэВ составляет 60–120 кэВ.

Для проверки возможности формирования ложного эффекта осцилляций была симулирована обработка данных с учётом подобного смещения. Эта обработка

показала, что смещение спектра в области 6000 кэВ на 120 кэВ не оказывает влияния и не симулирует формирования ложного эффекта осцилляций.

5.4 Неоднородность секций

Следующий вопрос — это влияние не одинаковой эффективности регистрации нейтринных событий различными рядами детектора. Следует заметить, что в данном случае речь идёт об эффективности регистрации коррелированных сигналов. Регистрация коррелированных сигналов захватывает сразу несколько секций, как показано на рисунке 35. Эффективность регистрации секции зависит от её положения. Однако, каждая секция перемещается совместно со своим окружением и её эффективность не зависит от положения детектора. Здесь важно напомнить, что мы используем метод относительных измерений в связи с перемещением детектора и, кроме того, эффективность регистрации для каждой секции сокращается в R_{ik}^{exp} отношении. Если бы все секции собирали данные на всех расстояниях, то тогда никаких вопросов не возникало. Однако, измерения краевыми секциями не воспроизводятся центральными секциями. Как будет показано в дальнейшем такого влияния за пределами статистической точности не наблюдается.

Определение эффективности отдельных секций должно быть сделано экспериментальным путём. На самом деле нужна эффективность отдельных рядов детектора, куда входят 5 секций, находящихся на одинаковом расстоянии.

Для экспериментального определения эффективности рядов по отношению к коррелированным сигналам можно использовать фон быстрых нейтронов космического происхождения. В принципе для решения поставленной задачи требуется такой источник, который бы облучал весь детектор однородно, подобно нейтринному потоку. Фон быстрых нейтронов космического происхождения является практически однородным, как показано на рисунке 24. Однако, в детекторе

возникает процесс самоэкранировки, поэтому первый и последний ряд детектора показывают более высокий счёт. Зависимость счёта рядов детектора от номера ряда показана на рисунке 69 слева.

Расстояние перемещения детектора соответствует размеру секции (22.5 см). Все передвижения контролируются лазерным дальномером. Измерения были сделаны при 10 позициях детектора таким образом, чтобы в одном и том же месте могли находиться разные ряды. Спектры, измеренные разными рядами, впоследствии усредняются.

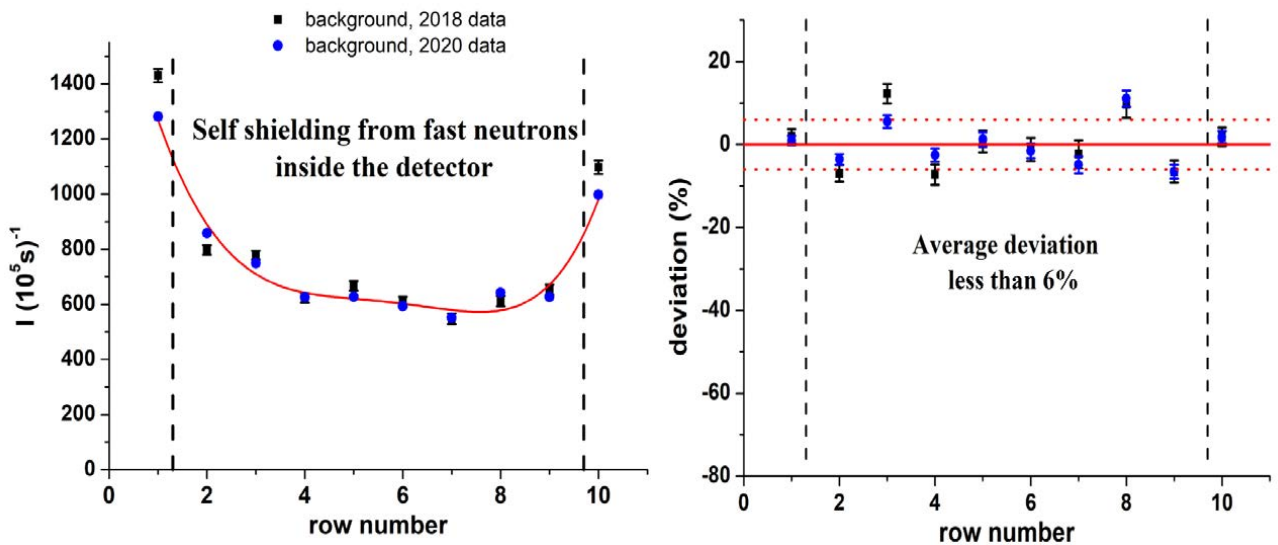


Рисунок 69. Среднее по всем позициям распределение мгновенных сигналов коррелированного фона в детекторе (слева). Отклонение среднего распределения мгновенных сигналов от профиля, обусловленного неоднородностью фона быстрых нейтронов в помещении лаборатории (справа).

При рассмотрении среднего распределения счёта мгновенных сигналов по рядам при фоновых измерениях за всё время набора данных, показанного на рисунке 69 слева, следует помнить, что первый и последний ряды не используются в итоговой зависимости от L/E . Они используются в качестве пассивной защиты от нейтронов, поэтому счёт в них несколько выше, они экранируют центральную рабочую часть детектора. Как отмечалось ранее, космогенный фон быстрых нейтронов внутри пассивной защиты является однородным. Однако, для

некоррелированного фона наблюдается некоторый градиент – приблизительно 10% на расстоянии от 6 до 12 метров, что может быть связано со структурой бетонных масс здания (рис. 18)

Красная линия на рисунке 69 слева – профиль распределения быстрых нейтронов из-за эффекта самоэкранирования детектора. Отклонение счёта быстрых нейтронов от среднего значения можно интерпретировать как разницу в эффективности различных рядов детектора. Среднее значение этого отклонения ~ 6% (рисунок 69 справа). Однако, на одной и той же позиции по расстоянию оказываются разные ряды детектора, и происходит выравнивание эффективности регистрации для каждой позиции по расстоянию, поэтому только усреднённая эффективность по рядам, находившимся на одном и том же расстоянии от реактора, играет роль.

Чтобы рассмотреть, как различия в эффективности рядов влияют на конечные результаты, необходимо учитывать, что усреднение спектров, полученных с различными рядами на одном и том же расстоянии. В этом приближении квадратное отклонение от среднего значения составляет ~ 1.8%, как показано на рисунке 70 сверху. Это указывает на то, что влияние неоднородности детектора на зависимость L/E является незначительным и не может быть источником эффекта осцилляций.

Тем не менее, целесообразно провести МК вычисления для полного прояснения этой ситуации. Результаты таких вычислений приведены на рисунок 70 (второй). Можно видеть, что учёт разброса эффективности регистрации коррелированных событий на разных расстояниях не повлиял на эффект осцилляций (рис. 70 третий и четвёртый). Такая ситуация объясняется тем, что эффект осцилляций носит резонансный характер и успешно выживает в присутствии шумов.

Действительно, после усреднения по 8 точек эффект шума практически полностью подавляется, так как определяющая частота шумов значительно выше, чем частота осцилляционной кривой. Размер флуктуаций составляет не более одного процента (1%), тогда как амплитуда осцилляционной кривой составляет 15%.

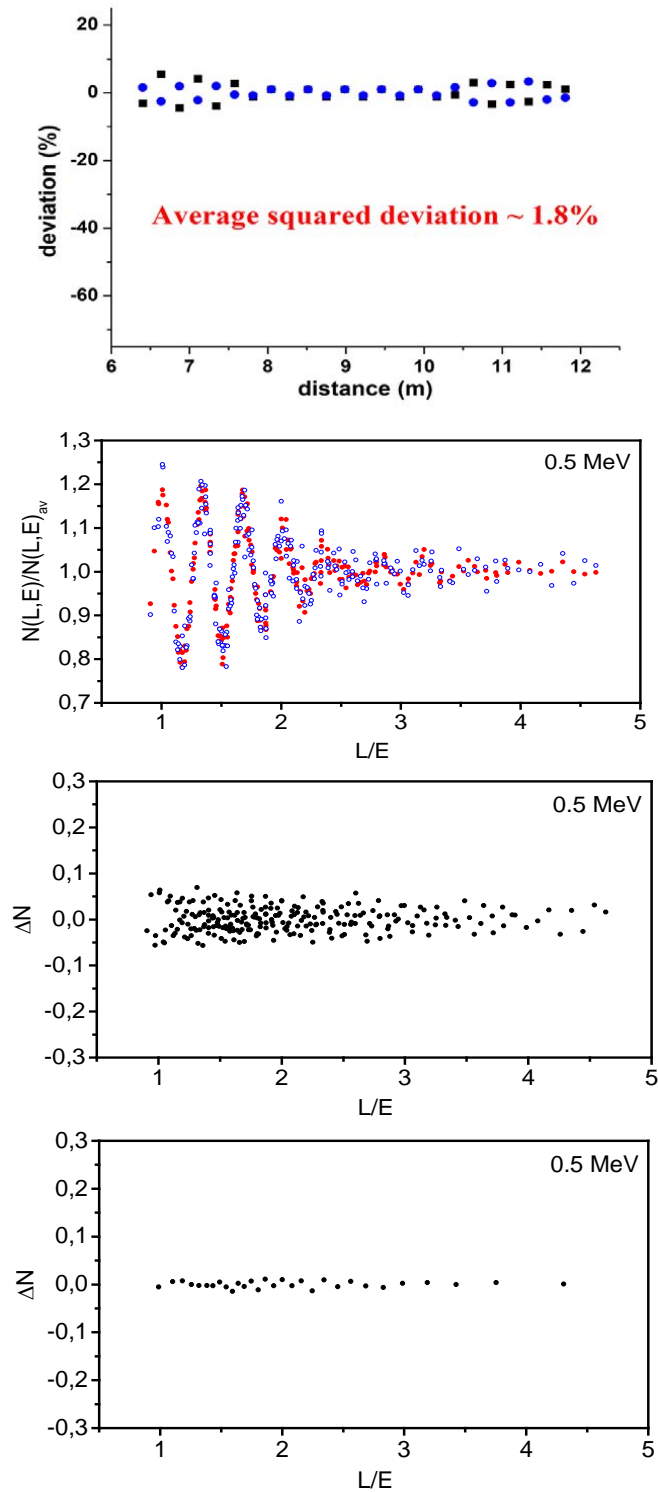


Рисунок 70. Сверху отклонение счёта коррелированного фона от среднего значения для каждой точки наблюдения после усреднения по всем рядам. Второй – результат МК моделирования эффекта осцилляций с учётом/без учёта различной эффективности рядов детектора для коррелированных событий на разных расстояниях. Красные точки – эффект осцилляций без учёта влияния различной эффективности, синие – эффект осцилляций с учётом влияния различной эффективности. Третий – разность между эффектами с учётом и без учёта различной эффективности секций. Четвёртый – та же разность, суммированная по 8.

5.5 Исключение рядов

Для дополнительного теста процедуры анализа можно исключить второй и третий ряды детектора из анализа данных в ближайшей к реактору позиции и/или восьмой и девятый ряды в дальней от реактора позиции, то есть те данные, которые не усредняются с другими рядами. Результат, полученный на основе данных первого цикла, показан на рисунке 71 [89], откуда видно, что эффект осцилляций сохраняется, но статистическая точность уменьшается до уровня достоверности $\sim 2\sigma$.

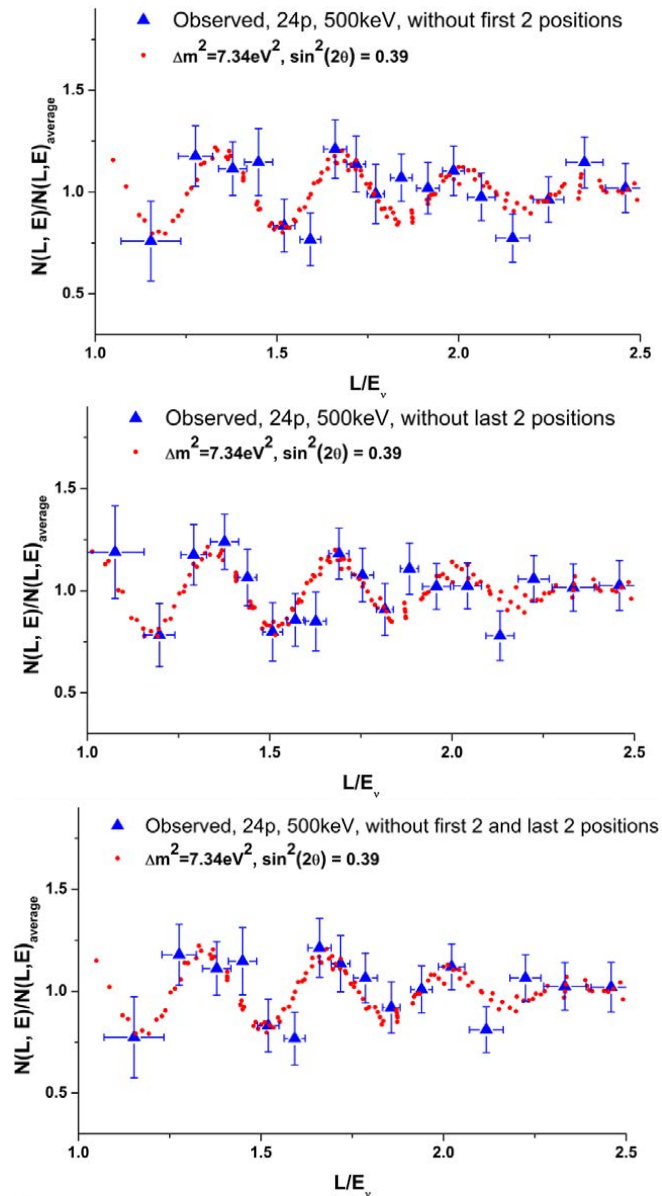


Рисунок 71. Сверху – результат когерентного сложения без первых двух позиций детектора; середине – без последних двух позиций; снизу – без первых и последних двух.

5.6 Систематические ошибки эксперимента

Одна из возможных систематических ошибок параметра осцилляций Δm_{14}^2 определяется точностью энергетической калибровки детектора. Относительная точность отношения L/E определяется относительной точностью измерения энергии, так как относительная точность измерения расстояния значительно лучше. Относительная точность измерения энергии в наиболее статистически значимой части, измеряемого нейтринного спектра 3-4 МэВ составляет 5%. Поэтому возможная систематическая ошибка параметра Δm_{14}^2 составляет 0.60 эВ², $\delta(\Delta m^2)_{syst1} \approx 0.60$ эВ².

Другая систематическая ошибка в определении параметра Δm_{14}^2 может возникать при обработке данных методом χ^2 из-за возникновения дополнительных областей вокруг оптимального значения $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3$ эВ². В частности, ближайшие области находятся при 5.2 эВ² и 8.8 эВ², как видно из рисунка 60. Тем не менее, вклад от сателлита 5.2 эВ² существенно меньше. Поэтому возможную систематическую ошибку можно оценить как $\delta(\Delta m^2)_{syst2} \approx 1.0$ эВ². В итоге, измеренное значение разности масс электронного и стерильного нейтрино составляет:

$$\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst}) \text{ эВ}^2 = (7.3 \pm 1.17) \text{ эВ}^2$$

5.7 Монте-Карло моделирование эксперимента с учётом статистической точности

Представленные в главе 4 уровни достоверности на плоскости параметров осцилляций $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ были получены с использованием теоремы Уилкса, которая утверждает, что функция от двух переменных (параметров фитирования) $\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) = \chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) - \chi_{\min}^2$, где χ_{\min}^2 – минимальное значение распределения $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ в рассматриваемой области значений параметров

$\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2$, стремится к распределению χ^2 с двумя степенями свободы. Тогда для оценки доверительных интервалов и соответствующих уровней достоверности можно пользоваться простыми неравенствами. Так область значения параметров, которые соответствуют уровню достоверности A определяется как $\{(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) : \Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) < a\}$, где для $A = 1\sigma$ (68.3%), $a = 2.30$; $A = 2\sigma$ (95.45%), $a = 6.18$; $A = 3\sigma$ (99.73%), $a = 11.83$.

Однако, для определения областей допустимых значений параметров осцилляций использования данной теоремы может привести к неверному уровню достоверности [96]. Дело в том, что соответствие $\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ распределению χ^2_2 справедливо лишь асимптотически. Зависимость вероятности осцилляций от параметров $\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2$ нарушает данное требование: во-первых, из-за периодической зависимости, во-вторых, значения параметра $\sin^2 2\theta_{14} > 0$ ограничены снизу нулём, тогда как нормальное распределение определено на всей числовой оси, и в-третьих, зависимость вероятности такова, что значения одного из параметров вырождаются при значениях второго параметра стремящихся к нулю. Поэтому для более корректной оценки уровня достоверности утверждения о наблюдении осцилляций необходима более строгая проверка гипотезы, которая основана на многократных Монте-Карло симуляциях.

В разделе 4.3 было представлено моделирование эксперимента без учёта фоновых условий. В данном разделе мы представляем моделирование эксперимента с учётом фоновых условий, наблюдавшихся в эксперименте и энергетической зависимостью энергетического разрешения детектора.

В Монте-Карло модели, как и ранее, рассматривался источник антинейтрино с размерами активной зоны реактора $42 \times 42 \times 35 \text{ см}^3$ и детектор антинейтрино, состоящий из 50 секций с геометрическими размерами $22.5 \times 22.5 \times 75 \text{ см}^3$. Секции в одном ряду были объединены. Антинейтрино детектировались на всех 24 расстояниях от 6.5 м до 12 м с шагом по размеру ряда 22.5 см. Спектр антинейтрино

разыгрывался в соответствии со спектром антинейтрино для ^{235}U , хотя это не играло роли для используемого нами метода относительных измерений.

Количество разыгранных событий соответствовала статистике счёта (ON — OFF), накопленной в эксперименте на разных расстояниях. Таким образом дисперсия счёта в модели была выбрана в соответствии со статистической ошибкой эксперимента, то есть с учётом фона. В данном случае мы использовали итоговые статистические ошибки, полученные после завершения второго цикла измерений. Данные измерений фона при остановленном реакторе не использовались. Таким образом была смоделирована экспериментальная матрица $N_{ik} = N(E_i^{\nu}, L_k)$. Нейтринный счёт ON — OFF разыгрывался для двух случаев с осцилляциями и без осцилляций. Для случая с осцилляциями использовались параметры, полученные в результате обработки экспериментальных данных $-\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$.

Ставилась задача многократного воспроизведения эксперимента и формирования распределения для двух упомянутых случаев методом усреднения данных. Для получения осцилляционной кривой каждый из разыгранных экспериментов анализировался по такой же схеме обработки, что и в реальном эксперименте. Каждый раз анализ проводился с гипотезой осцилляций и с гипотезой без осцилляций. Тем самым выяснялось, какая из гипотез подходит лучше для каждого из разыгранных экспериментов. Для этого каждый раз рассчитывалось значение χ^2 для подгонки осцилляционной кривой χ_{sin}^2 , либо константой χ_{const}^2 . В целом, было наиграно $5 \cdot 10^6$ экспериментов для случая с осцилляциями и столько же без осцилляций.

На рисунке 72 представлено распределение значений приведённого χ^2 на плоскости $(\chi_{const}^2, \chi_{sin}^2)$. Следует заметить, что значения $\chi_{const}^2, \chi_{sin}^2$ являются коррелированными, так как они получены из одного и того же эксперимента, но с разной гипотезой обработки. Достаточно очевидно, что для экспериментов без осцилляций должно получиться оптимальное значение $\chi_{const}^2 \approx 1$ при обработке с гипотезой без осцилляций, в то время как при обработке данных с гипотезой с

осцилляциями оптимальное значение будет $\chi_{sin}^2 > 1$. Для экспериментов с осцилляциями ситуация будет аналогичная, но наоборот. Оптимальное для $\chi_{sin}^2 \approx 1$, а $\chi_{const}^2 > 1$. Число степеней свободы для анализа 17 и 19 в случае нулевой гипотезы отсутствия осцилляций и в случае наличия осцилляций соответственно. Уширение распределений, о котором говорилось в разделе 3.4 было учтено и в симуляциях.

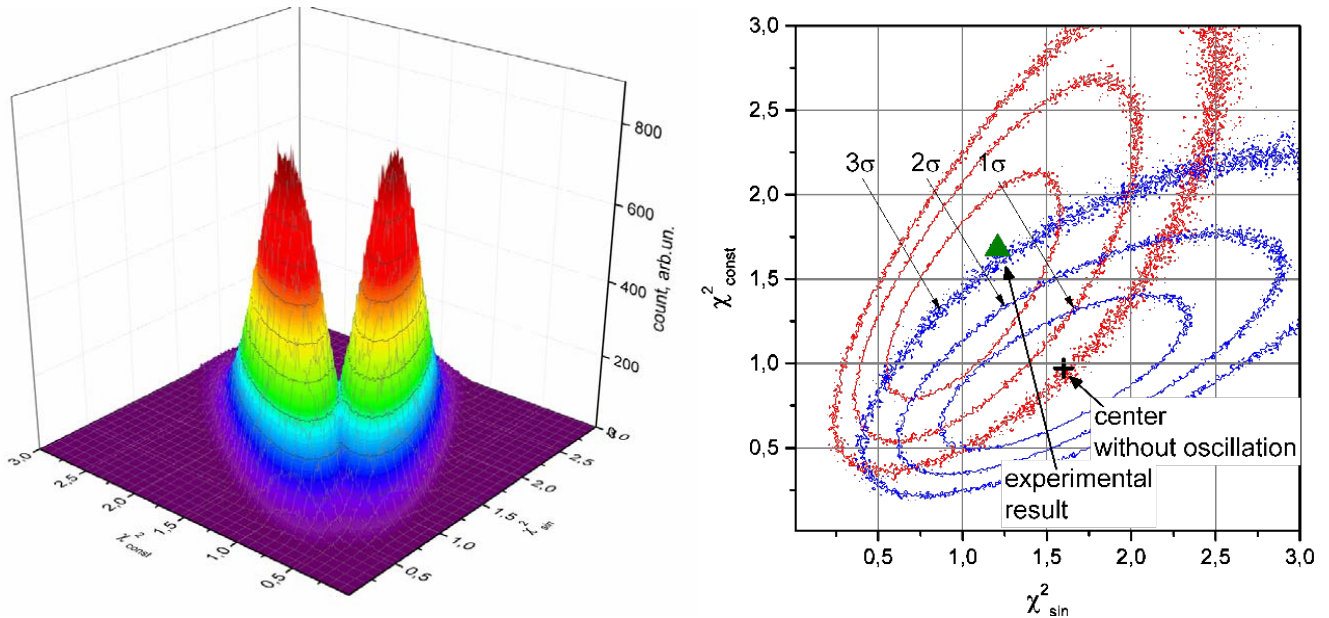


Рисунок 72. Слева представлено распределение значений приведённого χ^2 на плоскости $(\chi_{const}^2, \chi_{sin}^2)$ для моделирования с экспериментальной статистикой и с уровнем фона, соответствующего экспериментальному фону. Разыгрывалось два случая с гипотезой осцилляций и с гипотезой без осцилляций. Для каждого случая проводился анализ с гипотезой осцилляций и с гипотезой без осцилляций. Справа та же картина, где указан центр распределения без осцилляций (чёрный крестик) и отклонение от этого центра экспериментального результата (зелёный треугольник – первый и второй циклы). Результат анализа экспериментальных данных при обработке в предположении гипотезы об отсутствии/наличии осцилляций $\chi_{const}^2 = 1.68$, или 31.9 для 19 степеней свободы и $\chi_{sin}^2 = 1.21$ или 20.6 для 17 степеней свободы соответственно и $\Delta\chi^2 = 11.3$. Выделены контуры распределений с 1 σ , 2 σ и 3 σ . Отклонение экспериментального результата от центра распределения без осцилляций составляет приблизительно 3 σ .

Более строгий анализ на возможность получения случайного эффекта осцилляций может быть сделан со свободными параметрами осцилляций, как указывалось в работах [95, 96], поэтому для уточнения статистической значимости результата Нейтрино-4 был сделан анализ экспериментальных данных на основе Монте-Карло симуляций со свободными параметрами.

В рамках этого подхода нами разыгрывались спектры мгновенных сигналов в нейтринном детекторе на разных расстояниях от реактора при условии отсутствия осцилляций. Разброс разыгрываемых значений и получившаяся точность определялись статистической точностью матрицы N_{ik} которая была достигнута в эксперименте, то есть значениями ΔN_{ik} . Спектры, полученные в результате одной симуляции, обрабатывались таким же образом, что и экспериментальные спектры, как было описано в разделе 2.1 и более подробно в 4.2, то есть с построением R-матрицы. Использование именно матрицы N_{ik} представляется более правильным способом для симуляции, поскольку он больше соответствует порядку обработки данных в нашем эксперименте. Хотя и упрощённый подход с использованием сразу R-матрицы даёт в итоге похожий результат. Симуляции показали, что распределение величин R_{ik} , полученных из разыгранных значений N_{ik} ведёт себя нормальным образом. Всего было разыграно $1.5 \cdot 10^4$ симуляций, и было получено распределение $T = \chi_{null}^2 - \chi_{best\ fit}^2$, где $\chi_{null}^2 = \chi^2(0,0)$ – хи-квадрат для нулевой гипотезы отсутствия осцилляций, $\chi_{best\ fit}^2 = \chi^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ – минимальный хи-квадрат, соответствующий некоторым значениям параметров осцилляций. Данное распределение представлено на рисунке 73.

Полученное распределение отличается от функции χ^2 с 2 степенями свободы, о которой говорится в теореме Уилкса. Тем не менее доля симуляций, для которых $T \geq 11.3$ составляет 0.0075, что соответствует уровню достоверности 2.7σ . Поэтому, используя этот более строгий критерий для оценки уровня достоверности в случае эксперимента Нейтрино-4 можно заключить, что осцилляции реакторных антинейтрино в стерильное состояние наблюдаются с уровнем достоверности 2.7σ .

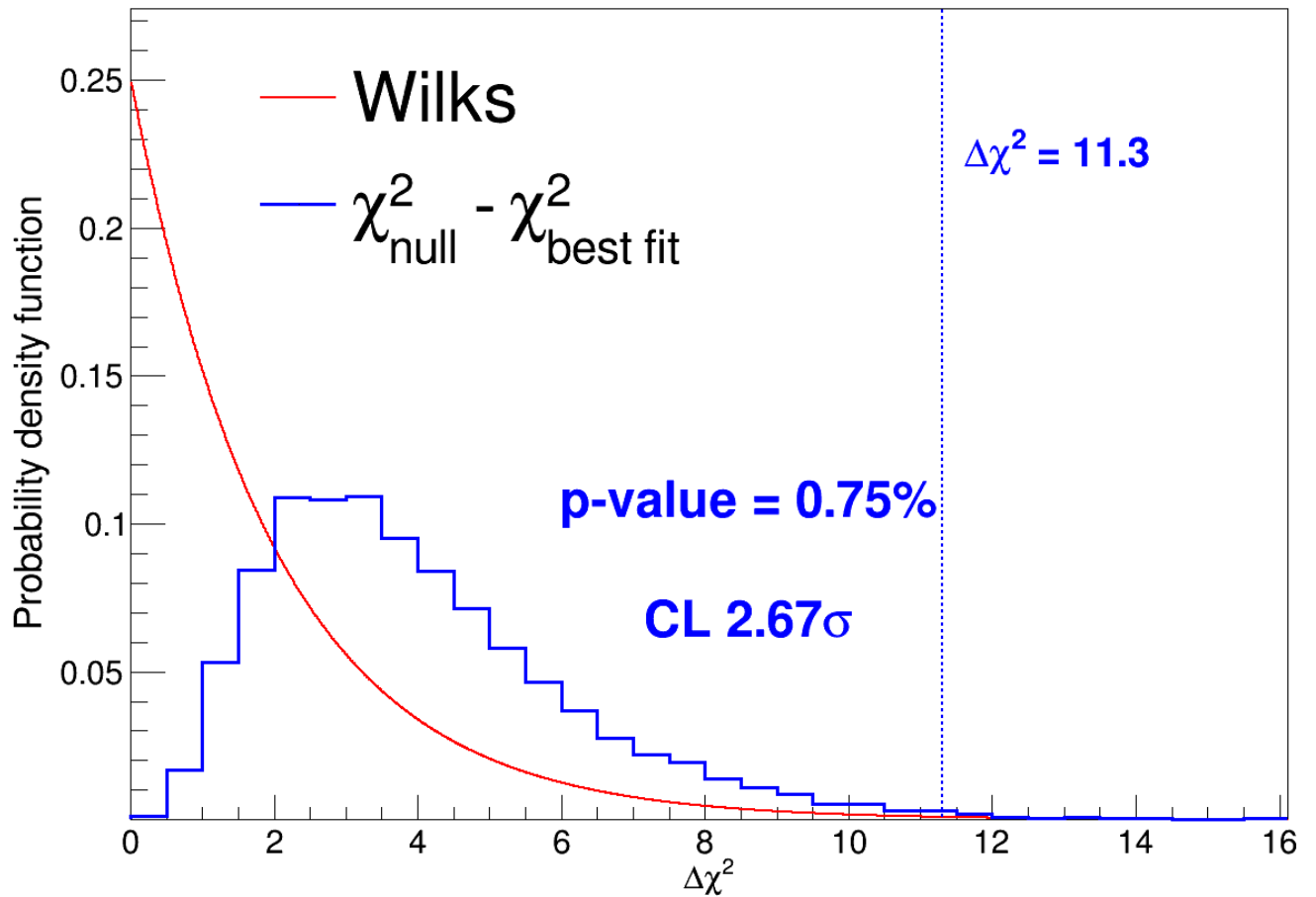


Рисунок 73. T распределение для статистического анализа на основе Монте-Карло симуляций (синяя линия) и функция χ^2 с 2 степенями свободы, соответствующая теореме Уилкса.

Глава 6. Сравнение с другими экспериментами

Оценки или ограничения на параметры осцилляций нейтрино в стерильное состояние получены во многих экспериментах. В этой завершающей главе рассмотрены сравнения результата Нейтрино-4 и некоторых других экспериментов, как непосредственно направленных на поиск стерильного нейтрино, так и тех, которые имеют задачу измерение других величин, и которые получают параметры стерильного нейтрино как следствие расширения проверяемой модели. Более подробное сопоставления результата Нейтрино-4 другим ограничениям на параметры стерильного нейтрино содержится в [97] и [98].

6.1 Реакторные эксперименты

Сравнение с другими реакторными экспериментами DANSS [99], NEOS+RENO[71], PROSPECT [100] и STEREO [101] представлено на рисунке 74 слева. Эксперименты DANSS и NEOS на АЭС имеют существенно меньшую чувствительность к большим значениям параметра $\Delta m_{14}^2 > 3 \text{ эВ}^2$ из-за больших размеров активной зоны реактора 3–4 метра. Для осцилляций с периодом 1.4 м (для средней энергии антинейтрино 4 МэВ при $\Delta m_{14}^2 \sim 7 \text{ эВ}^2$) происходит усреднение эффекта уже в пределах активной зоны реактора. Поэтому области ограничений DANSS и NEOS с 95% CL на рисунке 74 (слева) не доходят до значений $\Delta m_{14}^2 \geq 7 \text{ эВ}^2$, а для $\Delta m_{14}^2 \geq 5 \text{ эВ}^2$, закрывая лишь большие значения $\sin^2 2\theta_{14} \geq 0.5$

Результат эксперимента PROSPECT [100] не вполне согласуется результатом Нейтрино-4 – область 7.3 эВ^2 с уровнем достоверности $\sim 1\sigma$ Нейтрино-4 накладывается на область ограничений с уровнем достоверности 95% PROSPECT. Тогда как, контуры ограничений на параметры осцилляций, полученные в STEREO [101] достаточно близки к областям допустимых значений параметров Нейтрино-4,

хотя параметры осцилляций, соответствующие лучшему фиту Нейтрино-4, STEREO исключил с достоверностью $\sim 3\sigma$. Важно, что в эксперименте «Нейтрино-4» мы наблюдаем осцилляционный процесс непосредственно в измерениях. Эксперимент «Нейтрино-4» использует значительно больший диапазон расстояний, чем STEREO и PROSPECT (рисунок 74 справа – рисунок 57), что позволяет наблюдать процесс осцилляций непосредственно в измерениях, используя метод когерентного сложения результатов измерений с одинаковой фазой.

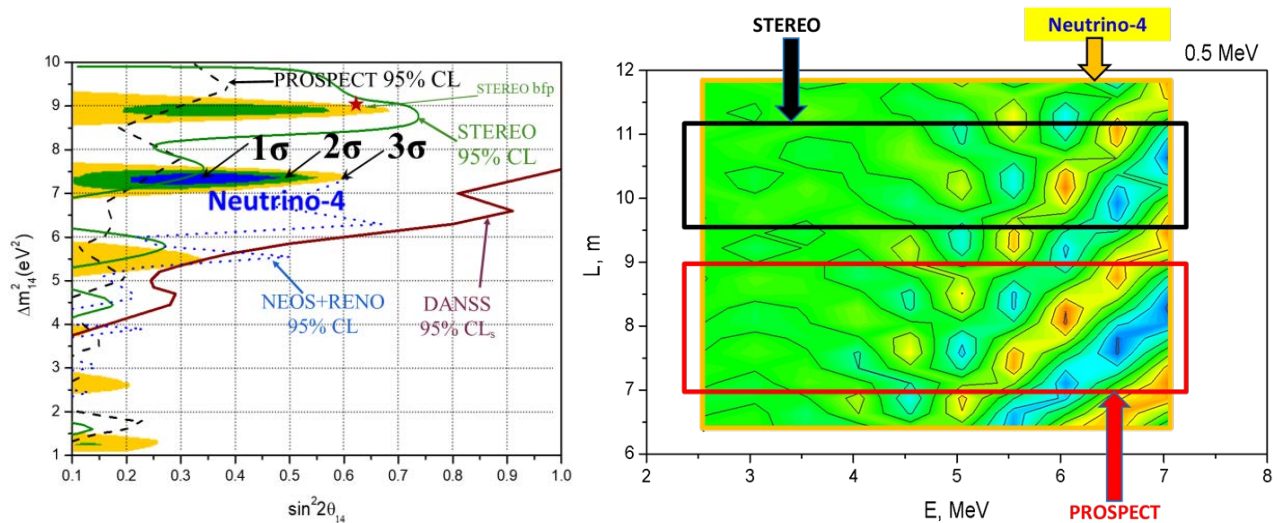


Рисунок 74. Слева - сравнение чувствительности экспериментов в области $0.1 < \sin^2 2\theta_{14} < 1$ и $1 < \Delta m^2 < 10$ эВ²: Neutrino-4, STEREO, PROSPECT, DANSS и NEOS. Справа – сравнение областей (L, E) в измерениях для экспериментов: Neutrino-4, STEREO и PROSPECT.

6.2 Эксперименты KATRIN и GERDA

На рисунке 75 закрашена область параметров стерильного нейтрино, определяемая экспериментами Троицк, KATRIN, BEST и DANSS, внутри которого находится результат эксперимента Нейтрино-4: $\Delta m_{14}^2 = (7.30 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst}) \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$. Красный эллипс указывает уровень достоверности 95% в эксперименте Нейтрино-4. Результат эксперимента KATRIN не

исключает области Нейтрино-4 для $\sin^2 2\theta_{14} \leq 0.4$ [102], также, как и ограничения T2K [30]. Есть некоторые противоречия с оценкой на $\sin^2 2\theta_{14}$, которая следует из Стандартной солнечной модели (вертикальные линии AGSS09 и GS98 на рисунке). Но поскольку эта оценка является модельно зависимой, то в случае надёжного подтверждения результата Нейтрино-4 модель будет нуждаться в пересмотре. Данные по ограничениям на параметры осцилляций на рисунке 75, в том числе ограничения, относящиеся к следствиям из результатов экспериментов по двойному безнейтринному бета-распаду, взяты из [102].

В настоящее время предел на массу майорановского нейтрино, полученный в эксперименте GERDA [42] и в эксперименте KamLAND-Zen [41] для нормальной иерархии масс в ~ 3 раза меньше, чем предсказание массы Майорана $m_{0\nu\beta\beta} = |\sum_i m_i U_{ei}^2|$ следующее из результата эксперимента Нейтрино-4 ($m_{0\nu\beta\beta} \approx m_4 U_{14}^2$, при $m_4 \gg m_1$):

$$m_{0\nu\beta\beta} = (0.27 \pm 0.12)\text{эВ} \quad (\text{Нейтрино-4})$$

$$m_{0\nu\beta\beta} < [0.079 - 0.180]\text{эВ (90\%CL)} \quad (\text{GERDA})$$

$$m_{0\nu\beta\beta} < [0.036 - 0.156]\text{эВ (90\%CL)} \quad (\text{KamLAND-Zen})$$

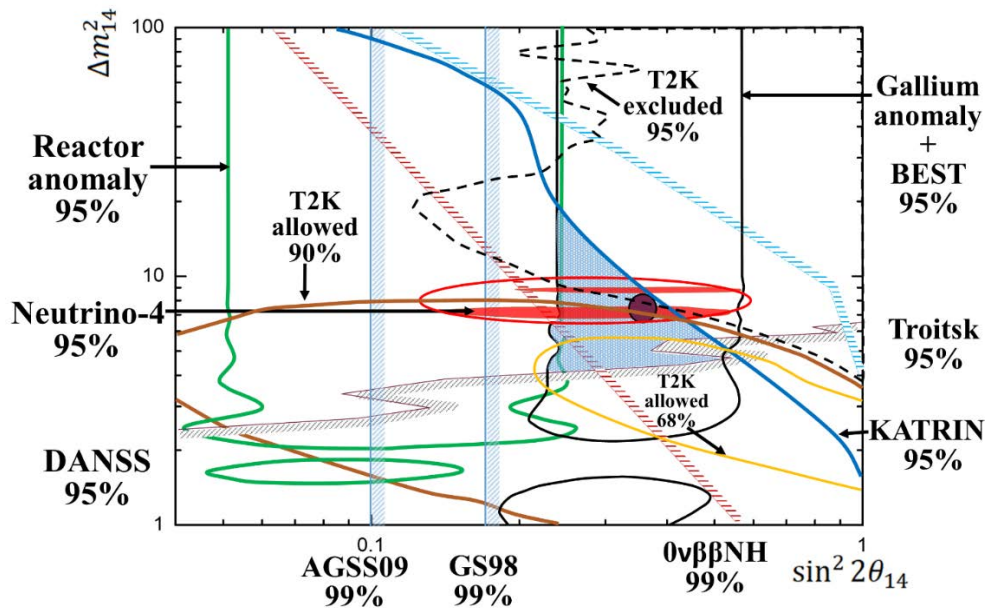


Рисунок 75. Сравнение результатов эксперимента Нейтрино-4 с результатами экспериментов KATRIN и GERDA Ограничения взяты из работ [102] и [30].

Если в будущем предел майорановской массы в экспериментах по двойному бета-распаду будет понижен и результат эксперимента Нейтрино-4 подтвердится, это закрывает гипотезу о лёгком майорановском нейтрино.

6.3 Галлиевая аномалия и BEST

Эксперимент BEST был направлен на определение двух параметров осцилляций $\sin^2 2\theta_{14}$ и Δm_{14}^2 и ориентирован на область $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{эВ}^2$, и с этой целью галлиевый детектор был разделён на два объёма. В эксперименте удалось измерить дефицит нейтринного потока для обоих объёмов ($R_{inn} = 0.79 \pm 0.05$ и $R_{out} = 0.77 \pm 0.05$) с достаточно хорошей точностью. Величины R_{inn} и R_{out} оказались близки друг другу, что указывает на относительно большое значение параметра Δm_{14}^2 . Подробный анализ сделан в работе [53].

На рисунке 76 показаны области допустимых значений параметров осцилляций $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ и соответствующей достоверностью, полученные в эксперименте Нейтрино-4 и в экспериментах BEST вместе с SAGE и GALLEX.

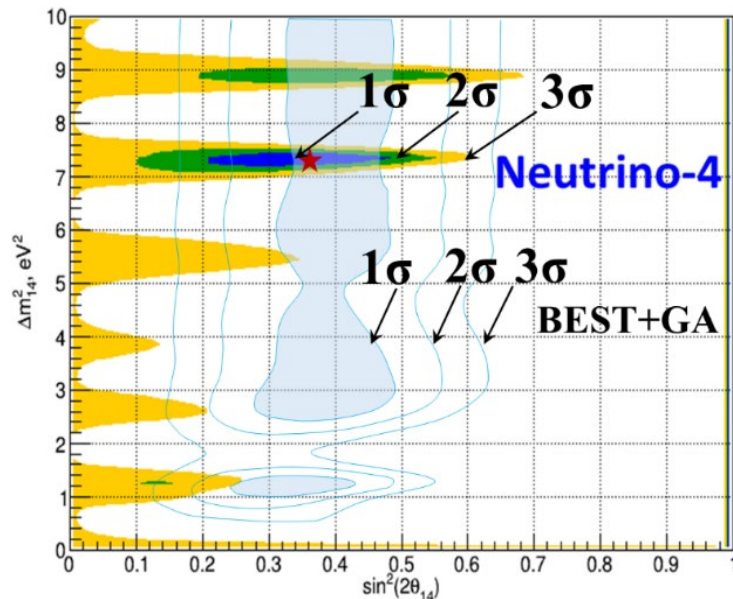


Рисунок 76. Сравнение результата эксперимента BEST совместно с ГА и результата эксперимента Нейтрино-4.

Значительное наложение областей указывает на хорошее соответствие результатов экспериментов, что также можно более строго подтвердить, проведя совместный анализ данных перечисленных экспериментов.

Для общего анализа результатов Нейтрино-4 и экспериментов с изотопными источниками можно выполнить совместную оценку уровней достоверности тем же методом $\Delta\chi^2$ с использованием экспериментальных данных всех перечисленных экспериментов. При вычислении значений распределения $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ по экспериментальным точкам всех экспериментов в общем случае необходимо учитывать коррелированные ошибки, то есть одинаковые источники систематических ошибок. Однако, методика реакторного эксперимента Нейтрино-4 существенно отличается от радиохимического способа измерения нейтринного потока, используемого во всех экспериментах с источниками. Поэтому можно считать, что общие систематической ошибки у реакторных и изотопных экспериментов отсутствуют. Следовательно, при совместной оценке уровней достоверности распределения χ^2 для Нейтрино-4 и χ^2 галлиевых экспериментов можно просто складывать.

Расчёт последнего можно воспроизвести, используя тот же подход с ковариационной матрицей, который применялся в оригинальной работе [53]. Для анализа результата эксперимента BEST рассчитывалось отношение ожидаемого потока при наличии осцилляций и без осцилляций с учётом геометрических размеров источника и мишени, их взаимного расположения и энергетического спектра источника (данные также взяты из [53]). Каждый из объёмов мишени рассматривался отдельно. Разыгрывалось 10^4 событий в произвольной точке источника, которые привели бы к реакции ${}^{71}\text{Ga}(\nu, e){}^{71}\text{Ge}$ в рассматриваемом объёме в предположении отсутствия осцилляций. Поскольку распределение направления вылета нейтрино из источника изотропно, а сечение крайне мало, то взаимодействие с ядром галлия может произойти в любой точке выбранной части детектора с учётом убывания потока как R^{-2} . Поэтому в детекторе генерировалась случайным образом

точка, в которой произошло взаимодействие, вычислялись расстояние между точкой рождения и точкой взаимодействия и соответствующая вероятность исчезновения нейтрино при выбранных значениях параметров осцилляций. Таким образом оценивался дефицит нейтрино и ожидаемый поток в каждом из объёмов мишени для заданных значений параметров, после чего по этим данным, следуя процедуре, описанной в разделе Н [53], рассчитывались значения $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$. Распределение $\Delta\chi^2$, построенное на основании такого расчёта для эксперимента BEST в сравнение с результатом оригинальной работы представлено на рисунке 77.

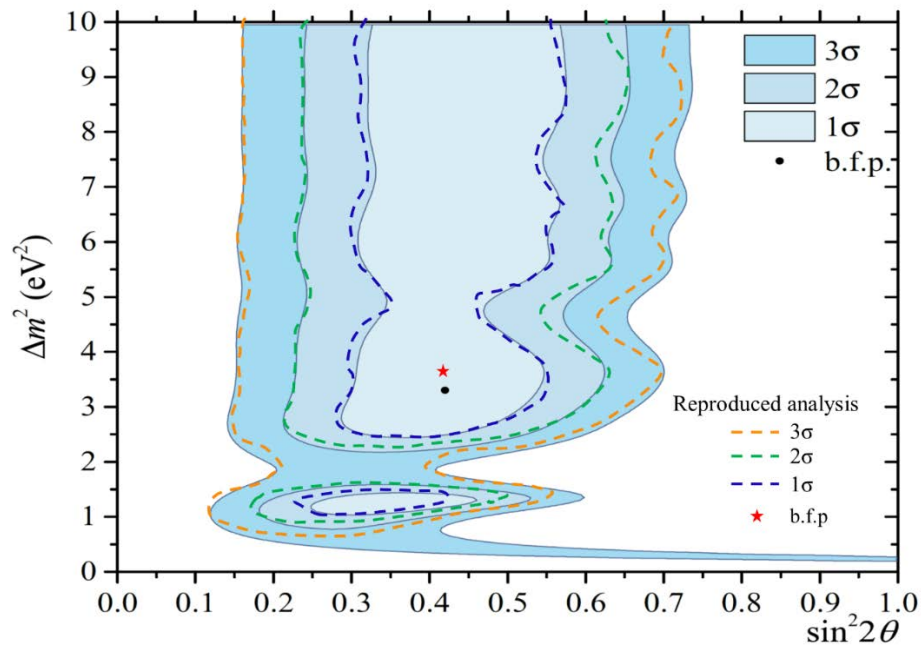


Рисунок 77. Сравнение допустимых областей, полученных из эксперимента BEST, представленных в работе [53] – закрашенные области, и результата анализа, описанного в этом разделе – пунктирные линии.

При анализе, описанном выше, распределение $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ имеет несколько минимумов очень близких по значению в точках $\sin^2 2\theta_{14} = 0.45, \Delta m_{14}^2 = 6.57\text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.45, \Delta m_{14}^2 = 8.72\text{eV}^2$ и в $\sin^2 2\theta_{14} = 0.43, \Delta m_{14}^2 = 3.55\text{eV}^2$, последняя точка близка к точке лучшего фита из оригинальной работы $\sin^2 2\theta_{14} = 0.42, \Delta m_{14}^2 = 3.3\text{eV}^2$. Благодаря высокой точности, достигнутой в эксперименте BEST, область допустимых значений существенно ограничена по $\sin^2 2\theta_{14}$, но из-за

низкой чувствительности детектора к параметру Δm_{14}^2 для значений $\Delta m_{14}^2 > 5\text{eV}^2$ область не ограничена сверху.

Совместный анализ всех трёх галлиевых экспериментов требует более аккуратного учёта общей систематики, так же, как и расчёт значений χ^2 для эксперимента BEST. Но, как указано там же в разделе Н [53] главный источник коррелированной ошибки всех галлиевых экспериментов – это погрешность в расчёте сечения реакции $^{71}\text{Ga}(\nu, e)^{71}\text{Ge}$. Следовательно, используя данные по полученным в экспериментах дефицитам потоков, которые приведены в таблице XIV [53], после аналогичного моделирования ожидаемого потока можно получить распределение $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ для всех трёх галлиевых экспериментов. Сравнение рассчитанного таким образом распределения и результата, представленного в [53] показано на рисунке 78. Точки, соответствующие лучшему фиту, практически совпали: данный анализ – $\sin^2 2\theta_{14} = 0.33, \Delta m_{14}^2 = 1.26\text{eV}^2$, оригинальная работа – $\sin^2 2\theta_{14} = 0.32, \Delta m_{14}^2 = 1.25\text{eV}^2$.

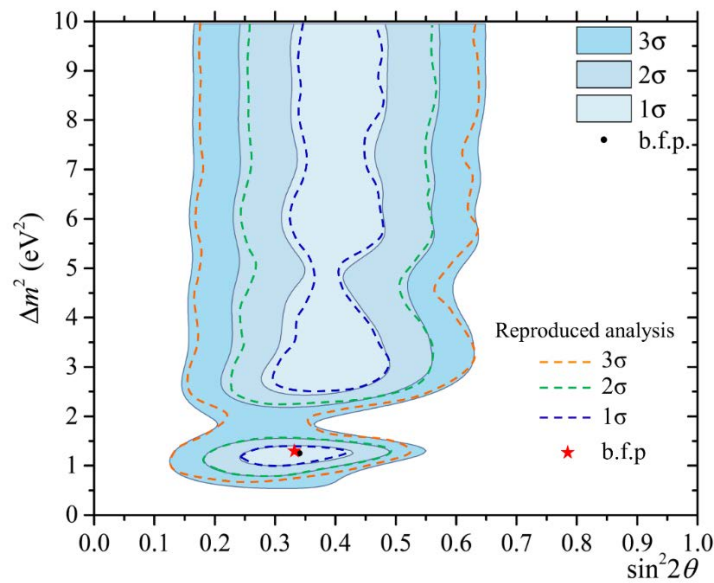


Рисунок 78. Сравнение допустимых областей, полученных из экспериментов BEST, SAGE и GALLEX, представленных в работе [53] – закрашенные области, и результата анализа, описанного в этом разделе – пунктирные линии.

Как видно из рисунка, достигнуто достаточно хорошее согласие данного анализа с результатом оригинальной работы для совместной оценки уровней достоверности, поэтому воспользуемся полученным распределением χ^2 для галлиевых экспериментов и сложим его с $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ из анализа эксперимента Нейтрино-4 для построения распределения $\Delta\chi^2$. Результат показан на рисунке 79. Минимальное значение совместного распределения $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ – точка лучшего фита, соответствует значениям параметров осцилляций $\sin^2 2\theta_{14} = 0.38$, $\Delta m_{14}^2 = 7.30 \text{ эВ}^2$. Уровень достоверности наблюдения осцилляций при этом достигает 5.8σ . Аналогичный результат, полученный с использованием оригинальных распределений $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ экспериментов BEST, SAGE, GALLEX, Нейтрино-4 и DANSS, представлен в [103]. Здесь следует уточнить, что при таком уровне достоверности разница в оценке уровней, основанной, как в данном рассмотрении, на теореме Уилкса и той, что может быть получена МК моделированием, стремится к нулю, так как оба соответствующих распределения (как видно из рисунка 73) асимптотически сходятся.

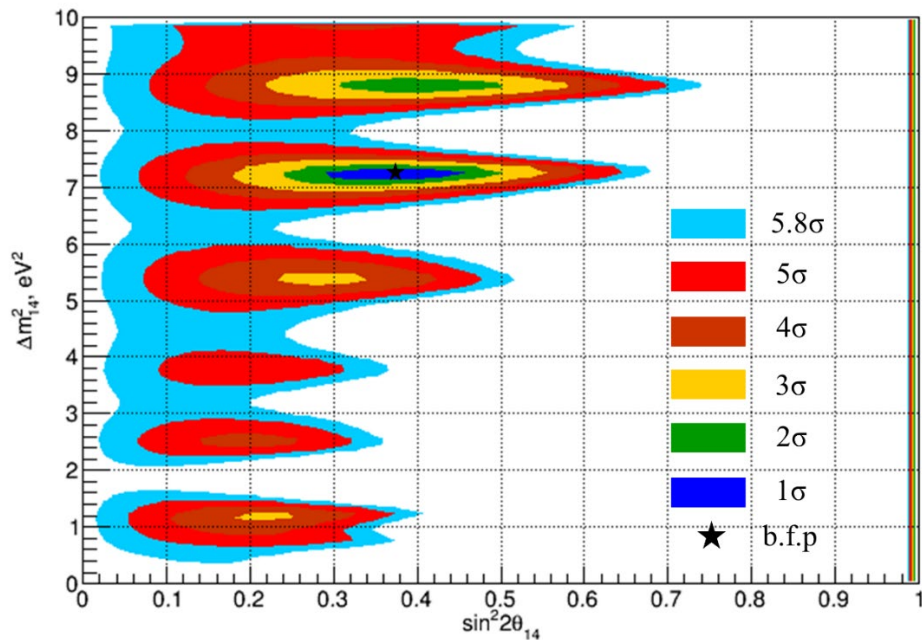


Рисунок 79. Области допустимых значений параметров осцилляций при совместном анализе экспериментов Нейтрино-4, BEST, SAGE и GALLEX.

Заключение

1. В работе была показана возможность определения параметров осцилляций электронных антинейтрино в стерильное состояние через измерение спектра реакторных антинейтрино на различных расстояниях перемещаемым секционированным детектором в условиях лаборатории, расположенной на поверхности Земли. С мая 2016 года по февраль 2019 набирались данные при работающем реакторе и проводились измерения фона. В результате были получены спектры антинейтрино на разных расстояниях.
2. Проверка гипотезы об осцилляциях в стерильное состояние и определение параметров этих осцилляций заключалась в анализе изменения формы спектров. Методом $\Delta\chi^2$ были получены области допустимых значений параметров осцилляций и соответствующие уровни достоверности. Были определены параметры осцилляций $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst}) \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta = 0.36 \pm 0.12_{stat}$. Для уточнения уровня достоверности проводилось подробное моделирование эксперимента с учётом фоновых условий и окончательной статистической точности. Итоговый уровень достоверности наблюдения эффекта осцилляций составил 2.7σ .
3. Рассмотрены всевозможные систематические эффекты, которые могли бы сформировать ложный осцилляционный эффект. Исследование показало, что ни один из рассмотренных вариантов не может с достаточным основанием являться сколь-нибудь существенной причиной появления периодической зависимости.
4. Сравнение результата Нейтрино-4 с результатами других экспериментов показало, что с некоторыми экспериментами, не наблюдающими эффект осцилляций, есть расхождения в области больших значений параметра $\sin^2 2\theta_{14} > 0.4$. Тем не менее, с экспериментами, в которых с разной степенью достоверности эффект осцилляций наблюдается (IceCube, SAGE, GALLEX,

BEST), результат Нейтрино-4 хорошо согласуется. Совместный анализ Нейтрино-4 и экспериментов с галлиевыми детекторами антинейтрино SAGE, GALLEX, BEST показывает уровень достоверности наблюдения эффекта осцилляций 5.8σ .

Для подтверждения результата Нейтрино-4 с большим уровнем достоверности и определения параметров осцилляций с более высокой точностью подготовлен новый детектор, в котором реализованы способы подавления фона, которые не могли быть использованы в старом детекторе: разделение сигналов по форме импульса и увеличение концентрации гадолиния. Новый детектор обеспечит втрое лучшую точность измерений и позволит достичь уровня достоверности наблюдения эффекта осцилляций $\sim 5\sigma$.

Принятые сокращения и обозначения

СМ – Стандартная модель

ОБР – обратный бета-распад

АЗ – активная защита

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

Λ CDM – Λ Cold Dark Matter, космологическая модель с холодной тёмной материей и космологической постоянной Λ

ССМ – Стандартная Солнечная Модель

ADC – Analog to Digital Converter, аналого-цифровой преобразователь

МК – Монте-Карло

GoF – goodness of fit, критерий согласия

DoF – degrees of freedom, число степеней свободы

CL – confidence level, уровень достоверности

NO – normal ordering, нормальная иерархия

IO – inverse ordering, инверсная иерархия

Благодарности

Выражаю глубокую признательность своему научному руководителю профессору Анатолию Павловичу Сереброву за создание эксперимента и последовательное руководство.

Также благодарю В.Г. Ивочкина, В.Г. Зиновьева, А.К. Фомина, О.М. Жеребцова, А.О. Полюшкина, А.В. Васильева, М.Е. Зайцева, А.А. Герасимова, М.Е. Чайковского, В.В. Крылова, А.В. Чёрного, Н.В. Грузинского, П.В. Неустроева, С.С. Волкова, В.Л. Головцова, М.О. Громова, А.Л. Петелина, С.А. Сазонтова, А.Л. Ижутова, В.В. Афанасьева, В.И. Сивуху и всех членов коллаборации Нейтрино-4 за их участие в эксперименте, а также сотрудников ЦЭО НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ за их труд по изготовлению оборудования.

За помощь и поддержку благодарю Г.Н. Ключникова, А.В. Чечкина, В.В. Фёдорова, В.А. Лямкина и других сотрудников лаборатории физики нейтрона НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ.

Подготовка эксперимента осуществлялась в НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ. Измерения проводились на реакторе СМ-3 в АО «ГНЦ НИИАР».

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ No.14-22-03055-офи_м и гранта РНФ No. 20-12-00079.

Огромное спасибо моей семье!

Список литературы

- [1] W. Pauli, Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereine-Tagung zu Tübingen. <http://www.math.utah.edu/~beebe/talks/2015/qtm/pdf/pauli-1930-ltc.pdf>
- [2] F. Reines and C. L. Cowan, Detection of the Free Neutrino // *Phys. Rev.*, 1953, 92, 830
- [3] R. Davis, Jr., D.S. Harmer and K.C. Hoffman, Search for neutrinos from the Sun // *Phys. Rev. Lett.*, 1968, 20, 21
- [4] Cleveland B T, Daily T, Davis R (Jr), Distel J R, Lande K, Lee C K, Wildenhain P S, Ullman J, Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector // *Astrophys. J.*, 1998, 496 505
- [5] Bahcall J N, Pinsonneault M H, Basu S Solar models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties // *Astrophys. J.*, 2001, 555 990
- [6] V.Gribov and B. Pontecorvo, Neutrino astronomy and lepton charge // *Phys. Lett.*, 1969, 28B, 7
- [7] Q.R. Ahmad, R.C. Allen, T.C. Andersen et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory // *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89, 011301
- [8] Abdurashitov J. N. et al., (SAGE Collaboration), Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002–2007 data-taking period. // *Phys. Rev. C*, 2009, 80, 015807
- [9] M.Altmann et al., (GNO Collaboration), Complete results for five years of GNO solar neutrino observations // *Phys. Lett. B*, 2005, Vol. 616, Iss. 3–4, pp. 174–190
- [10] G. Bellini et Al., (Borexino Collaboration), Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino // *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107, 141302
- [11] K. S. Hirata et al., (Kamiokande Collaboration), Real-time, directional measurement of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande II detector // *Phys. Rev. D*, 1991, 44, 2241

- [12] K. Abe et al., (Super-Kamiokande Collaboration), Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III // Phys. Rev. D, 2011, 83, 052010
- [13] Y. Fukuda et al., (Kamiokande Collaboration), Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range // Phys. Lett. B, 1994, 335, pp. 237-245
- [14] Y. Ashie et al., (Super-Kamiokande Collaboration), A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by SUPER-KAMIOKANDE I // Phys. Rev. D, 2005, 71, 112005
- [15] S. Abe et al., (KamLAND Collaboration), Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND // Phys. Rev. Lett., 2008, 100, 221803
- [16] F.P. An et al., (Daya Bay Collaboration), Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay // Phys. Rev. Lett., 2012, 108, 171803
- [17] J.K. Ahn et al., (RENO Collaboration), Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment // Phys. Rev. Lett., 2012, 108, 191802
- [18] Y. Abe et al., (Double Chooz Collaboration), Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment // Phys. Rev. D, 2012, 86, 052008
- [19] M.H. Ahn et al., (K2K Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment // Phys. Rev. D, 2006, 74, 072003
- [20] P. Adamson et al., (MINOS Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam // Phys. Rev. Lett., 2008, 101, 131802
- [21] N. Agafonova et al., (OPERA Collaboration), Final Results of the OPERA Experiment on $\nu\tau$ Appearance in the CNGS Neutrino Beam // Phys. Rev. Lett., 2018, 120, 21, 211801
- [22] R. L. Workman et al., Particle Data Group, Review of particle physics, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2022, Volume 2022, Issue 8, 083C01
- [23] A. Aguilar et al. (LSND Collaboration), Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam // Phys. Rev. D, 2001, 64 112007

- [24] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Updated MiniBooNE neutrino oscillation results with increased data and new background studies // *Phys. Rev. D*, 2021, 103, 052002
- [25] J.N. Abdurashitov et al., Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from an Ar-37 source // *Phys. Rev. C*, 2006, 73, 045805
- [26] W. Hampel et al., (GALLEX Collaboration), Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX // *Phys. Lett. B*, 1998, 420, 114-126
- [27] Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, F. Yermia, Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra // *Phys. Rev. C*, 2011, 83 054615
- [28] Patrick Huber, On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors // *Phys. Rev. C*, 2011, 84 024617
- [29] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, A. Letourneau, The Reactor Antineutrino Anomaly // *Phys. Rev. D*, 2011, 83 073006
- [30] K. Abe et al., T2K Collaboration, Search for short baseline ν_e disappearance with the T2K near detector, *Phys. Rev. D*, 2015, 91, 051102(R)
- [31] M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), Searching for eV-scale sterile neutrinos with eight years of atmospheric neutrinos at the IceCube Neutrino Telescope // *Phys. Rev. D*, 2020, 102, 052009
- [32] K. Abe et al., (T2K Collaboration), Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2×10^{21} Protons on Target // *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121, 17, 171802
- [33] Carlo Giunti, Chung W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* // OXFORD University Press, Oxford, 2007, ISBN 978-0-19-850871-7
- [34] Carlo Giunti, *Theory of Neutrino Oscillations, Particle Physics in Laboratory, Space and Universe*, 2005, pp. 35-44
- [35] M. Aker et al. (KATRIN Collaboration), Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity // *Nature Physics*, 2022, volume 18, pages 160–166

- [36] C.R. Das, Jukka Maalampi, João Pulido, Sampsa Vihonen, Determination of the θ_{23} octant in long baseline neutrino experiments within and beyond the standard model // *Phys. Rev. D* 97, 035023 (2018)
- [37] Angel Abusleme et al., (JUNO Collaboration), JUNO physics and detector // *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2022, 123, 103927
- [38] M.A. Acero et al., (NOvA Collaboration), New constraints on oscillation parameters from ν_e appearance and ν_μ disappearance in the NOvA experiment // *Phys Rev D*, 2018, 98, 032012
- [39] R. Acciarri et al., Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 1: The LBNF and DUNE Projects // *arXiv:1601.05471v1*
- [40] K. Abe et al., Hyper-Kamiokande Design Report // *arXiv:1805.04163*
- [41] S.Abe et al. (KamLAND-Zen Collaboration), First Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen // *arXiv:2203.02139*
- [42] M. Agostini et al. (GERDA Collaboration), Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay // *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125, 252502
- [43] James Barry, Werner Rodejohann, He Zhang, Light Sterile Neutrinos: Models and Phenomenology // *JHEP*, 2011, 1107 091
- [44] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Significant Excess of Electronlike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121, 221801
- [45] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), Final results of the search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA detector in the CNGS beam // *arXiv:1803.11400*
- [46] B. Armbruster et al. (KARMEN Collaboration), Upper limits for neutrino oscillations muon-antineutrino to electron-antineutrino from muon decay at rest // *Phys. Rev. D*, 2002, 65 112001

- [47] M. Dentler, Á. Hernández-Cabezudo, J. Kopp, P. A. N. Machado, M. Maltoni, I. Martinez-Soler, Th. Schwetz, Updated global analysis of neutrino oscillations in the presence of eV-scale sterile neutrinos // JHEP, 2018, 08 010
- [48] Pedro A. N. Machado, Ornella Palamara, David W. Schmitz, The Short-Baseline Neutrino Program at Fermilab // Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2019, Volume 69, pp 363-387
- [49] S.Ajimura et al., Proposal: JSNS2-II // arXiv:2012.10807
- [50] M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems // JINST, 2017, 12 P03012
- [51] V. Barinov, B. Cleveland, V. Gavrin, D. Gorbunov, T. Ibragimova, Revised neutrino-gallium cross section and prospects of BEST in resolving the gallium anomaly // Phys. Rev. D, 2018, 97, 073001
- [52] J. Kostensalo, J. Suhonen, C. Giunti, P. C. Srivastava, The gallium anomaly revisited // Phys. Lett. B, 2019, Vol. 795, pp. 542-547
- [53] V. V. Barinov et al., Search for electron-neutrino transitions to sterile states in the BEST experiment // Phys. Rev. C, 2022, 105, 065502
- [54] S. Gariazzo, C. Giunti, M. Laveder, Y.F. Li, Updated Global 3+1 Analysis of Short-BaseLine Neutrino Oscillations // JHEP, 2017, 06, 135
- [55] D. Adey et al. (Daya Bay Collaboration), Improved measurement of the reactor antineutrino flux at Daya Bay // Phys. Rev. D, 2019, 100, 052004
- [56] S. G. Yoon et al., Measurement of Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at RENO // Phys. Rev. D, 2021, 104, L111301
- [57] H. de Kerret et al. (Double Chooz Collaboration), First Double Chooz θ_{13} Measurement via Total Neutron Capture Detection // Nature Physics, 2020, volume 16, pages 558–564
- [58] D. Adey et al. (Daya Bay Collaboration), Extraction of the ^{235}U and ^{239}Pu Antineutrino Spectra at Daya Bay // Phys. Rev. Lett., 2019, 123, 111801

- [59] G. Bak et al. (RENO Collaboration), Fuel-Composition Dependent Reactor Antineutrino Yield at RENO // *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122, 232501
- [60] B. Dasgupta, J. Kopp, Sterile Neutrinos // *Phys. Rept.*, 2021, 928 1-63
- [61] F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay // *Chinese Phys. C*, 2017, 41 013002
- [62] J. K. Ahn et al. (RENO Collaboration), Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108, 191802
- [63] H. de Kerret et al. (Double Chooz Collaboration), First Double Chooz θ_{13} Measurement via Total Neutron Capture Detection // *Nature Physics*, 2020, volume 16, pages558–564
- [64] Y. J. Ko et al. (NEOS Collaboration), Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118, 121802
- [65] Matthieu Licciardi, Results of STEREO and PROSPECT, and status of sterile neutrino searches // *arXiv:2105.13776*
- [66] V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, O. Titov, Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra // *Phys. Rev. D*, 2021, 104, L07130
- [67] C. Giunti, Y.F. Li, C.A. Ternes, Z. Xin, Reactor antineutrino anomaly in light of recent flux model refinement // *Phys. Lett. B*, 2022, Volume 829, 137054
- [68] M. Estienne et al., Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes // *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123, 022502
- [69] L. Hayen, J. Kostensalo, N. Severijns, J. Suhonen, First-forbidden transitions in the reactor anomaly // *Phys. Rev. C*, 2019, 100, 054323
- [70] P. Adamson et al. (Daya Bay, MINOS+ Collaborations), Improved Constraints on Sterile Neutrino Mixing from Disappearance Searches in the MINOS, MINOS+, Daya Bay, and Bugey-3 Experiments // *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125, 071801
- [71] Z. Atif et al. (RENO and NEOS Collaborations), Search for sterile neutrino oscillations using RENO and NEOS data // *Phys. Rev. D*, 2022, 105, L111101

- [72] I. Alekseev et al. (DANSS Collaboration), Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment // *Phys.Lett.B*, 2018, 787, pp. 56-63
- [73] Wanda Beriguete et al., Production of a gadolinium-loaded liquid scintillator for the Daya Bay reactor neutrino experiment // *NIM-A*, 2014, Volume 763, Pages 82-88
- [74] И.Б. Немчонок, В.И. Бабин, В.Б. Бруданин, О.И. Кочетов, В.В. Тимкин, Жидкий сцинтиллятор на основе линейного алкилбензола // *Письма в ЭЧАЯ*, 2011, т.8, №2(165), с.218-227
- [75] Li Xiao-Bo, Xiao Hua-Lin, Cao Jun, Li Jin, Ruan Xi-Chao, Heng Yue-Kun, Timing properties and pulse shape discrimination of LAB-based liquid scintillator // *CPC(HEP & NP)*, 2011, Vol. 35, No. 11, 1026-1032
- [76] T. Kogler,¹ A.R. Junghans, R. Beyer, R. Hannaske, R. Massarczyk, R. Schwengner and A. Wagner, Light yield and n-g pulse-shape discrimination of liquid scintillators based on linear alkyl benzene // *JINST*, 2012, 7, C03047
- [77] Исследовательские ядерные установки государств – участников Содружества Независимых Государств, редакторы-составители М.К. Виноградов, В.Н. Федудин // *Гелиос АРВ*, 2016, Москва
- [78] http://niiar.ru/sm_characteristics
- [79] Yu. Ts. Oganessian et al., Experimental studies of the $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ reaction including decay properties and excitation function for isotopes of element 117, and discovery of the new isotope ^{277}Mt // *Phys. Rev. C*, 2013, 87, 054621
- [80] S.N. Danshin et al., Production of the artificial ^{51}Cr neutrino source in the BEST project // *JINST*, 2022, 17 P08029
- [81] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Creation of neutrino laboratory for carrying out experiment on search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // *Technical Physics* 2015, Vol. 60, No. 12, pp. 1863–1871
- [82] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Creation of a neutrino laboratory for search for sterile neutrino at SM-3 reactor // *arXiv:1501.04740*

- [83] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Experiment Neutrino-4 and restrictions for sterile neutrino // arXiv:1708.00421
- [84] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Neutrino-4 experiment on the search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // JETP, 2015, Vol. 121, No. 4, pp. 578–586
- [85] A. P. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos with the Neutrino-4 experiment and measurement results // Phys. Rev. D, 2021, 104, 032003.
- [86] A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilo, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Sterile Neutrino Search in the Neutrino-4 Experiment at the SM-3 Reactor // Phys. Part. Nucl. 2018, Vol. 49, No. 4, pp. 701-708
- [87] J.F. Briesmeister. "MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C," LA-13709-M (April 2000)
- [88] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // JETP Letters 2019, Vol. 109, No. 4, pp. 213–221
- [89] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // arXiv:1809.10561v3
- [90] A. Serebrov, R. Samoilo, Analysis of the Results of the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino and Comparison with Results of Other Experiments // JETP Lett, 2020, Vol. 112, Issue 4, pp. 199-212
- [91] A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoilo, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), New Results of Measurements in the Neutrino-4 Experiment Devoted to Searches for Sterile Neutrinos // Phys. Atom. Nucl., 2020, Vol. 83, No. 6, pp. 930-936
- [92] O. S. Kirsebom et al., Improved Limit on Direct α Decay of the Hoyle State // Phys. Rev. Lett., 2012, 108, 202501
- [93] C. Giunti, Y.F. Li, C.A. Ternes, Y.Y. Zhang, Neutrino-4 anomaly: Oscillations or fluctuations? // Physics Letters B, 2021, Volume 816, 136214

- [94] A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilo, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos in the neutrino-4 experiment // JETP Lett. 2017, Vol. 105, No 6, pp. 347-351
- [95] H. Almazán et al., Note on arXiv:2005.05301, 'Preparation of the Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino and the obtained results of measurements' // arXiv:2006.13147
- [96] Pilar Coloma, Patrick Huber, Thomas Schwetz, Statistical interpretation of sterile neutrino oscillation searches at reactors // Eur.Phys.J.C 81 (2021) 1, 2
- [97] A. P. Serebrov, R. M. Samoilo, M. E. Chaikovskii, Analysis of the result of the Neutrino-4 experiment in conjunction with other experiments on the search for sterile neutrinos within the framework of the 3 + 1 neutrino model // arXiv:2112.14856
- [98] A. P. Serebrov, R. M. Samoilo, M. E. Chaikovskii, O. M. Zhrebtsov, The Result of the Neutrino-4 Experiment and the Cosmological Constraints on the Sterile Neutrino (Mini-review) // JETP Letters, 2022, Vol. 116, No. 10, pp. 669–682
- [99] Mikhail Danilov, Nataliya Skrobova (on behalf of the DANSS Collaboration), New results from the DANSS experiment // arXiv:2112.13413
- [100] M. Andriamirado et al., (PROSPECT Collaboration), Improved short-baseline neutrino oscillation search and energy spectrum measurement with the PROSPECT experiment at HFIR // Phys. Rev. D, 2020, 103, 032001
- [101] H. Almazán et. al., (STEREO Collaboration), Interpreting Reactor Antineutrino Anomalies with STEREO data // arXiv:2210.07664
- [102] M. Aker, et al., (KATRIN Collaboration), Bound on 3 + 1 Active-Sterile Neutrino Mixing from the First Four-Week Science Run of KATRIN // Phys. Rev. Lett., 2021, 126, 091803
- [103] Vladislav Barinov and Dmitry Gorbunov, BEST Impact on Sterile Neutrino Hypothesis // Phys. Rev. D, 2022, 105, L051703

PETERSBURG NUCLEAR PHYSICS INSTITUTE
NAMED BY B.P.KONSTANTINOV OF NATIONAL RESEARCH CENTRE
“KURCHATOV INSTITUTE”

As the manuscript

Samoilov Rudolf Mihailovich

Detection of Reactor Antineutrino Oscillations and Search for Sterile Neutrinos in the Neutrino-4 Experiment

Scientific specialization 1.3.15. Physics of atomic nuclei and elementary particles,
high energy physics

Dissertation is submitted for the degree
of Candidate of Physical and Mathematical Sciences
Translation from Russian

Scientific supervisor:
Corresponding Member of the Russian Academy of Science
Doctor of Physical and Mathematical Sciences,
professor Anatolii Pavlovich Serebrov

Gatchina

2023

Contents

Introduction	170
Chapter 1. Neutrinos in the Standard Model and beyond.....	179
1.1 Neutrinos in the Standard Model.....	179
1.2 Neutrino oscillations. Neutrino mass. Neutrino mixing.....	180
1.3 Sterile neutrino. Anomalies	188
1.3.1 Model 3+1	188
1.3.2 LSND experiment.....	190
1.3.3 MiniBooNE experiment	191
1.3.4 IceCube.....	194
1.3.5 Gallium anomaly	195
1.3.6 Reactor antineutrino anomaly	196
Chapter 2. Preparation of the Neutrino-4 experiment.....	200
2.1 Method of relative measurements	200
2.2 Description of the detector	210
2.3 Data processing	219
2.4 Location of the experiment.....	221
2.4.1 SM-3 reactor.....	222
2.4.2 Room preparation	225
2.5 Measuring background conditions inside the shield	230
2.5.1 Gamma radiation background	230
2.5.2 Estimation of fast and thermal neutron fluxes.....	232
2.5.3 Studying the background conditions using the neutrino detector model	235
2.6 The result of the background suppression. Sectioning.....	239
2.6.1 Cosmogenic background, active shielding. Energy and time spectra of correlated events.....	239
2.6.2 Modeling a multi-section structure.....	244
2.6.3 Effect of AS and sectioning on background suppression.....	247
Chapter 3. Neutrino-4 experiment.....	253
3.1 Energy resolution.....	253
3.2 Simulation of the experiment	256
3.3 Energy calibration of a full-scale detector.....	260

3.4	Detector movement scheme and measurement stability	264
3.5	Stability by the background measurements	267
3.6	The spectrum of prompt signals and the spectrum of accidental coincidences.....	269
Chapter 4.	Data analysis	273
4.1	Comparison of the experimental antineutrino spectrum with the calculated reactor spectrum	273
4.2	Spectral-independent method of analysis.....	275
4.3	Monte Carlo simulation of expected results using a spectral-independent analysis method	277
4.4	First phase of data analysis.....	281
4.5	Search for oscillation parameters	282
4.6	Dependence of the flux of reactor antineutrinos on the distance in the range of 6-12 meters	286
Chapter 5.	Analysis of possible systemic effects	288
5.1	Fast neutron background	288
5.2	Spectral independence and features of the analysis method	289
5.3	Influence of measurement conditions depending on reactor power	291
5.4	Inhomogeneous of cells.....	292
5.5	Excluding rows.....	295
5.6	Systematic experimental uncertainties	296
5.7	Monte Carlo Simulation of the experiment with statistical accuracy.....	297
Chapter 6.	Comparison with other experiments	302
6.1	Reactor experiments	302
6.2	KATRIN and GERDA experiments.....	303
6.3	Gallium anomaly and BEST experiment.....	305
Conclusions	310
List of abbreviations and designations	312
Acknowledgments	313
References	314

Introduction

Relevance

The existence of neutrinos has been known for a long time. A new particle was added to the proton and electron in 1930 by W. Pauli [1] to explain the continuity of the beta-spectrum and explain the "incorrect" statistics of nitrogen and lithium nuclei. The experimental discovery of the neutrino took ~20 years. F. Reines and K. Cowan [2] managed to observe the reaction of inverse beta decay (IBD) $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. The source of the neutrinos was the P reactor at Savannah River. Despite the fact that quite a lot of time has passed since the prediction and after experimental observation, and some properties of neutrinos are known quite well, and neutrinos have their place in the Standard Model (SM), nevertheless, questions about how the neutrino sector of elementary particle physics is still very much.

The complexity in the study of neutrinos, starting from the simple registration of particles, is associated with a small interaction cross section. For example, the interaction cross section of an antineutrino with an energy of the order of several MeV with a proton is $\sim 10^{-44} \text{cm}^2$. But, on the other hand, this circumstance also gives some advantage that can be used. Neutrinos, born in the processes that are difficult to observe due to remoteness (processes in space) or inaccessibility (reactor core, deep layers of the Earth), can provide undistorted information directly about these processes. Also, since many properties of neutrinos remain unidentified, their study allows us to expect results that are not described in the Standard Model.

One of these results was the discovery of the effect of oscillations. The chlorine experiment by R. Davis [3] showed a significant deficit of electron neutrinos produced on the Sun in thermonuclear reactions and registered on Earth by a chlorine-argon detector, compared with the prediction of the Standard Solar Model (SSM). The experiment continued for a long time (30 years passed between the first publication and the final one),

and as a result, the measured solar neutrino flux was $2.56 \pm 0.16_{stat} \pm 0.16_{syst}$ SNU [4], where SNU (solar neutrino unit) is the velocity capture of solar neutrinos by detector atoms, $1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ s}^{-1} \text{ atom}^{-1}$. The Standard Solar Model, which was also refined and confirmed in other experiments all this time, predicted a flux $7.6_{-1.1}^{+1.3}$ SNU [5]. The neutrino registration method used in the R. Davis experiment was proposed by B. Pontecorvo, who, together with V. Gribov, proposed the hypothesis of mixing of electron and muon neutrinos by analogy with mixing in the hadronic sector to explain the result observed by Davis [6]. The phenomenon of mixing leads to the effect of oscillations, that is, to the transition of neutrinos of one type (flavor) to another. Thus, there appears a non-zero probability of registering type B neutrinos in a stream of type A neutrinos produced in some source. This probability changes with the distance from the source according to the periodic law, which manifests itself in the deficit of solar neutrinos, which was observed by R. Davis. That is, a part of the electron neutrinos born on the Sun (neutrinos of other types are not born on the Sun), reaching the Earth, passes into muon neutrinos, which do not interact with the substance of the Davis detector.

The existence of neutral currents, predicted in the SM and experimentally discovered, prompted the idea of confirming the hypothesis of oscillations and explaining the deficit of neutrinos from the Sun, regardless of the SSM calculations. The reaction through the neutral current $\nu_{\alpha} + d \rightarrow p + n + \nu_{\alpha}$ has the same cross section for all neutrinos and allows you to independently detect the flow of neutrinos of all types, and the reaction through the charged current $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^{-}$ only electron neutrinos. Registration of neutrinos from the Sun by a heavy water detector using these reactions (as well as the reaction of elastic scattering of neutrinos on an electron) in the SNO [7] experiment showed a deficit only in the flux of electron neutrinos, and the flux of neutrinos of all types exceeded it by almost three times, while corresponded to both the SSM and the neutrino oscillation model.

The oscillation hypothesis was independently confirmed in other experiments with solar neutrinos [8-12], and in observations of neutrinos produced in the atmosphere

[13,14], also in experiments with reactor antineutrinos [15-18] and neutrinos produced at accelerators [19-21].

The most important consequence of observing the effect of neutrino oscillations is that neutrinos have a mass, since the difference in the squares of the masses determines the frequency of the oscillations, and at zero mass, the effect would not be observed, while in the SM these particles were assumed to be massless.

Comparing the total width of the Z-boson decay and the partial widths of the visible decay modes (into quark-antiquark pairs or charged lepton-antilepton), one can obtain an estimate for the number of active neutrinos involved in the interactions described by the SM: $N_\nu = 2.92 \pm 0.05$ from direct measurements of the visible Z-boson decay width ($N_\nu = 2.996 \pm 0.007$ from LEP-SLC data fitting) [22]. At present, all three types of neutrinos and antineutrinos described in the SM have been experimentally discovered. Almost all parameters associated with active neutrino oscillations have been experimentally obtained: the values of the squared mass difference and the real parameters of the mixing matrix. But the masses themselves remain unknown (there are only bounds from above on the masses of individual types and on the sum of the masses). In addition, the mass hierarchy remains unknown now, the phase of CP violation is another parameter of the mixing matrix, the dipole moment. It is also unknown whether the neutrino is a Dirac or Majorana fermion.

In addition, there are several experimentally observed anomalies (the reliability of individual observations is $\sim 3-5$ standard deviations) that suggest an extension of the three-flavor neutrino model by adding another type of neutrino.

1. In the LSND [23] and MiniBooNe [24] accelerator experiments, an excess of electron neutrinos (antineutrinos) was found in the muon neutrino (antineutrino) flux, which cannot be explained by direct oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.
2. In the SAGE [25] and GALLEX [26] experiments, when checking the efficiency of gallium detectors with isotope sources of electron neutrinos, a deficit of neutrino events

was found in relation to the expected value. This result is called the Gallium anomaly (GA).

3. New results of calculations of the spectrum of antineutrinos [27,28] from reactors have shown that the neutrino flux must be greater than that measured in reactor experiments with a short baseline, that is, there is a shortage of reactor antineutrinos [29]. Thus, the Reactor Antineutrino Anomaly (RAA) was declared.

All three anomalies can be explained by the existence of the fourth type of neutrino - sterile. It is assumed that for a sterile neutrino, the cross section of interaction with SM particles is even smaller; therefore, at this stage, its direct registration is not possible. But due to mixing with the three flavors of neutrinos from the SM, oscillatory effects can be observed, which, among other things, manifest themselves as the anomalies listed above.

In addition, there are some weaker indications for the existence of a sterile neutrino (at a ~90% confidence level) following from the analysis of data from the T2K [30] and IceCube [31] experiments.

The discovery of the sterile neutrino will mark the first experimental discovery of a new particle that does not exist in the Standard Model. In addition, the discovery of precisely a light sterile neutrino with a sufficiently large mixing angle will also entail the need to revise both the standard cosmological model Λ CDM and the Standard Solar Model and will also indicate the Dirac nature of neutrinos.

The purpose of the research

The purpose of the research is to determine the parameters of electron antineutrino oscillations to a sterile state, or to establish upper limits on them and thus close the possibility of explaining the observed anomalies using the hypothesis of a sterile neutrino with a mass of ~1 eV. Moreover, this result should be obtained without using the calculations of the expected flux and the expected antineutrino spectrum.

To solve this problem, it is necessary to measure the spectrum of reactor antineutrinos from a research reactor with a small core size at various short distances of ~6-12 meters to

identify distortions in the spectra due to oscillations to a sterile state by the method of relative measurements under conditions of background on the Earth's surface.

The requirement that the result be independent of the model for calculating the expected spectrum indicates the need to compare only the measured spectra, for which a movable sectioned detector is used in the experiment. This detector measures the flux and spectra of antineutrinos at different distances from the reactor.

The main obstacle to solving the problem of measuring the antineutrino spectrum from a research reactor is the fact that the SM-3 reactor, where the research is being carried out, is located on the Earth's surface, and the laboratory room are subject to a strong influence of cosmic radiation, and, consequently, to all those problems which are associated with it. Thus, a specific task is to detect antineutrinos and determine their energy under background conditions on the Earth's surface.

Antineutrino detection occurs through the IBD reaction, the antineutrino energy is determined from the positron energy. Background suppression is carried out by various methods: using passive and active shielding, selection of correlated events, sectioning of the detector, and selection of events that have features characteristic of the neutrino detection process.

Scientific novelty

The antineutrino spectra were measured by a sectioned movable detector at different distances from the research reactor.

The antineutrino spectra were measured in a laboratory on the Earth's surface, and not in a special low-background underground laboratory with a high protection value in meters of water equivalent.

The use of standard background suppression methods: passive shielding, active shielding, and selection of correlated events in combination with detector separation made it possible to achieve an effect/background ratio of ~ 0.5 . Sectioning is necessary for accurate positioning of the site of antineutrino interaction, but at the same time it provides

additional criteria for selecting neutrino events, which made it possible to suppress the background of accidental coincidences by 2.5 times.

A model-independent analysis of the change in the shape of the antineutrino spectrum with distance normalized to the spectrum averaged over all distances is proposed. It is convenient to represent the ratios obtained in the experiment as a dependence on the variable L/E , where L are the distances in meters between the point of antineutrino production in the reactor core and the point at which the IBD reaction occurred, and E is the antineutrino energy in MeV. In this form, it is convenient to compare the experimental dependence with the expected one for different values of the oscillation parameters.

As a result of the measurements, the effect of oscillations was found at a confidence level of 2.7σ . That is, the dependence observed as a result of relative measurements with a reliability of at least 2.7 standard deviations better corresponded to the periodic law describing the effect of oscillations, and not to a constant equal to unity, which refers to the hypothesis of the absence of oscillations into a sterile state.

According to the shape of the dependence, the parameters of oscillations of electron antineutrinos to a sterile state were determined $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst}) \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta = 0.36 \pm 0.12_{stat}$.

Practical significance

The development of methods for detecting neutrinos, which is required to solve fundamental problems associated with oscillations to a sterile state, also contributes to progress in solving applied problems using neutrinos.

The sterile neutrino, as a new, fourth state that does not interact with Standard Model particles in a known way, is an indication of a new physics that should include interactions not described in the Standard Model.

Thesis statements to be defended.

1. The possibility of measuring the dependence of the reactor antineutrino flux on the distance in the range of 6–12 meters in laboratory conditions on the Earth's surface is

shown. The measured dependence of the flow on the distance corresponds to the A/L^2 function without noticeable deviations.

2. The use of combined passive shielding, active shielding with additional prohibition duration, detector sectioning makes it possible to significantly suppress the background and measure the antineutrino spectrum.
3. A sectioned antineutrino detector based on a liquid scintillator and a PMT on only one side of the section, but without optical contact, can be used to measure the antineutrino energy, since the light collection is practically independent of the scintillation site.
4. In a model-independent manner, without using calculations of the expected number of neutrino events from the reactor and the energy spectrum with a confidence of 2.7σ , the effect of antineutrino oscillations to a sterile state was detected.
5. The considered possible systematic effects are not the reason for observing the decaying periodic dependence on L/E of the ratio of the number of registered neutrino signals with certain L and E to the value of the number of neutrino events averaged over all distances at a certain L .

Structure of the work

The work consists of an introduction, a brief review of the phenomenon of neutrino mixing and the effect of oscillations, as well as the current state in this area, a description of the preparation and conduct of the experiment, the result of the analysis of experimental data and consideration of systematic effects, a comparison of the result obtained in the work with the results of some other experiments, conclusions, thanks, bibliography of 99 references. The work contains 156 pages, 79 figures and 9 tables.

Publications

1. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoilov, A. K. Fomin, V. G. Zinov'ev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Creation of neutrino laboratory for carrying out experiment on search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // *Technical Physics* 2015, Vol. 60, No. 12, pp. 1863–1871

2. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoylov, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Neutrino-4 experiment on the search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // *J. Exp. Theor. Phys.*, 2015, Vol. 121, No. 4, pp. 578–586
3. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoiloov, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos in the neutrino-4 experiment // *JETP Lett.* 2017, Vol. 105, No 6, pp. 347-351
4. A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoiloov, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Sterile Neutrino Search in the Neutrino-4 Experiment at the SM-3 Reactor // *Phys. Part. Nucl.* 2018, Vol. 49, No. 4, pp. 701-708
5. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoiloov, A. K. Fomin, A. O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // *JETP Letters* 2019, Vol. 109, No. 4, pp. 213–221
6. A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoiloov, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), New Results of Measurements in the Neutrino-4 Experiment Devoted to Searches for Sterile Neutrinos // *Phys. Atom. Nucl.* 2020 Vol. 83, No. 6, pp. 930-936
7. A. Serebrov, R. Samoiloov, Analysis of the Results of the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino and Comparison with Results of Other Experiments // *JETP Lett*, 2020, Vol. 112, Issue 4, pp. 199-212
8. A. P. Serebrov, R. M. Samoiloov, V. G. Ivochkin, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos with the Neutrino-4 experiment and measurement results // *Phys. Rev. D*, 2021, 104, 032003.

Approbation of the research

1. The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, ICPPA 2017, 2-5 October 2017, National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

2. 13th International Workshop on Applied Antineutrino Physics, IWAAP 2017, 30 November-1 December 2017. Mumbai, India
3. International Workshop on Particle Physics at Neutron Sources 2018, PPNS 2018, Institut Laue-Langevin, 24-26 May 2018, Grenoble, France
4. Energy Scale Calibration in Antineutrino Precision Experiments, ESCAPE 2018, 1–2 June 2018, Heidelberg, Germany
5. The XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, NEUTRINO 2018, 4-9th June, Heidelberg, Germany.
6. Applied Antineutrino Physics, AAP 2018, October 10 and 11, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, USA
7. 54-th Winter School Petersburg Nuclear Physics Institute NRC “Kurchatov Institute”, 10 – 14 March 2020, Roschino, Leningrad District, Russia.

Personal contribution of the author

The Neutrino-4 experiment was carried out by the staff of the laboratory of neutron physics of the National Research Center "Kurchatov Institute" - PNPI under the supervision of the head of the laboratory prof. A.P.Serebrov. The applicant performed work on measuring the background conditions after the preparation of the laboratory room. The applicant also took part in the measurements on the layout of the section during the preparation of the detector, together with the laboratory staff, carried out the calibration of the detector and subsequent measurements of the antineutrino spectrum with a mobile detector. To process the data, the applicant wrote all the necessary software. All subsequent data analysis, including the determination of oscillation parameters, confidence levels and the search for systematic effects, was performed by the applicant personally under the guidance of prof. A.P. Serebrov.

Chapter 1. Neutrinos in the Standard Model and beyond

The Standard Model is a theory that describes the interaction of elementary particles. Almost all predictions of the Standard Model (SM) are confirmed by experimental data.

1.1 Neutrinos in the Standard Model

The neutrino in the SM is a fermion with zero electric charge and has no color charge, in other words, the neutrino does not participate in strong and electromagnetic interactions. The neutrino is a lepton that interacts with other SM particles through charged and neutral weak currents through the exchange of gauge vector bosons W^\pm and Z^0 .

The participation of the neutrino only in weak processes is its distinguishing feature in comparison with other elementary particles of the SM. This feature of the neutrino also determines the smallness of its interaction cross section due to the large masses W^\pm and Z^0 .

There are three doublets of quarks and three doublets of leptons in the SM, which together form three generations. Thus, there are three types of neutrinos in the SM, which, together with the corresponding charged lepton, constitute lepton doublets. The SM also includes antiparticles, which have the same spin and mass, but have the opposite electrical charge. This is how the SM describes three antineutrinos $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$, which form doublets with e^+, μ^+, τ^+ respectively.

For each lepton doublet, one can consider the numbers L_e, L_μ, L_τ , which are equal to 1 for e^-, μ^-, τ^- and for the corresponding neutrinos in each doublet ν_e, ν_μ, ν_τ , and equal to -1 for antiparticles. The values of lepton numbers are given in Table 1. In all interactions that are described by the SM, the laws of conservation of these lepton numbers will be fulfilled, as well as the law of conservation of the total lepton number $L = L_e + L_\mu + L_\tau = \text{const.}$ following from this. The fulfillment of the law of conservation of lepton numbers means that leptons are always born in pairs with antileptons, or, in other words,

intermediate vector bosons (real or virtual) always decay into a quark-antiquark pair or into a lepton-antilepton pair.

Table 1. Lepton numbers.

	L_e	L_μ	L_τ
e^-, ν_e	1	0	0
μ^-, ν_μ	0	1	0
τ^-, ν_τ	0	0	1

In a weak interaction, P-invariance is violated and all particles that interact through weak currents (both charged and neutral) are left-handed (that is, they have left-handed chirality), that is, only left-handed particles enter weak doublets. Fermions, which have an electric and/or color charge, participate in strong and/or electromagnetic interactions. Moreover, both left and right components of these particles interact. Neutrinos do not participate in either strong or electromagnetic interaction, but only in weak ones, therefore only left neutrinos interact, and right neutrinos do not interact with anything, that is, there are no right neutrinos in the SM. In addition, the right-hand components participate in the Yukawa interaction with the Higgs scalar field. This interaction through the Higgs mechanism (through spontaneous symmetry breaking) determines the mass of SM particles. Everyone except neutrinos, since there are no right-handed neutrinos in the SM. Thus, in the Standard Model, all neutrinos are strictly massless. This important consequence also distinguishes neutrinos from other SM fermions.

1.2 Neutrino oscillations. Neutrino mass. Neutrino mixing

So, the SM describes 3 types of neutrinos with zero mass, and in all processes the law of conservation of lepton numbers is fulfilled.

As noted earlier, in numerous experiments with solar and atmospheric neutrinos, in experiments on accelerators with a long baseline, and in experiments with reactor antineutrinos, the effect of oscillations is observed - the transition of neutrinos of one type to another. Without a detailed description of the history of observations of this phenomenon, I will only note that at present neutrino oscillations are a reliably established effect that is not described in the SM. During the transition of neutrinos from one type to another, the total lepton number L is preserved, but the law of conservation of lepton numbers $L_\alpha, \alpha = e, \mu, \tau$ is violated. But a more important consequence of the existence of the effect of neutrino oscillations is the need for a nonzero neutrino mass.

The effect of neutrino oscillations can be described by assuming that the flavor neutrino states participating in the weak interaction are represented as a superposition of mass states, i.e., eigenstates of the Hamiltonian that describes the motion of the neutrino. That is, a neutrino is born and detected as a flavor state, but propagates as a mass state, so the effect of neutrino mixing is similar to the mixing of d, s, b quarks. The transition from the mass basis to the flavor basis is carried out using a unitary matrix U , the elements of which determine the superposition coefficients.

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{i\alpha} |\nu_{\alpha}\rangle; |\nu_{\alpha}\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad U^\dagger U = U U^\dagger = I \quad (1)$$

In what follows, we will assume that mass states are orthonormal, just like flavor states.

$$\langle \nu_i | \nu_j \rangle = \delta_{ij}; \langle \nu_{\alpha} | \nu_{\beta} \rangle = \delta_{\alpha\beta} \quad (2)$$

Consider the production of a neutrino of type α (that is, as mentioned earlier, in the process of a weak interaction involving another lepton of the same type α) at time $t = 0$ and represent it in a mass basis:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle \quad (3)$$

At time t a neutrino that has traveled the distance $L \approx ct$, can be represented in the same way as a superposition of mass states:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle \quad (4)$$

Mass states change with time in accordance with the Schrödinger equation:

$$i\partial_t |\nu_j\rangle = \hat{H} |\nu_j\rangle \quad (5)$$

The plane wave solution to this equation is

$$|\nu_j\rangle = e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle, \quad (6)$$

where E_j is Hamiltonian \hat{H} eigenvalues: $\hat{H} |\nu_j\rangle = E_j |\nu_j\rangle$, $E_j = \sqrt{m_j^2 + p_j^2}$. In the case of relativistic neutrinos at $E_j \gg m_j$ we can assume

$$|\vec{p}_i| \approx |\vec{p}_j| \approx E, E_j \approx E + \frac{m_j^2}{2E}. \quad (7)$$

Neutrinos, which, usually can be observed in an experiment, are relativistic. This will be even more true for reactor antineutrinos detected in the reverse beta decay reaction, the threshold for which for the antineutrino energy is 1.8 MeV, while the neutrino mass must be less than 1 eV.

Then

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle \quad (8)$$

The probability of the transition a type α neutrino to type β will be equal to:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle|^2 = \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-iE_j t} \right|^2 = \sum_{j,k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i(E_j - E_k)t} \quad (9)$$

Using (7) and orthogonality of vector states (2), with $\Delta m_{jk}^2 \equiv m_j^2 - m_k^2$, $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P_{\alpha\beta}$ we get

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sum_{j,k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E}} \quad (10)$$

Considering matrix U unitarity (1), it is more convenient to rewrite the expression in the form:

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \quad (11)$$

In the case $\alpha = \beta$ (11) is simplified and for the probability $P_{\alpha\alpha}$ we have

$$P_{\alpha\alpha}(L, E) = 1 - 4 \sum_{j>k} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \quad (12)$$

$L_{osc} = 4\pi E / \Delta m_{jk}^2$ is called the oscillation length.

To obtain the formula for the transition probability $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ in the case of antineutrinos, a similar approach will be valid. The transition from the mass basis to the flavor basis is described by the formula $|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\bar{\nu}_j\rangle$, where the mixing coefficients are obtained by complex conjugation of the corresponding coefficients in formula (1) for neutrinos.

Then formula (10) for antineutrinos will look like:

$$P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}(L, E) = \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E}} \quad (13)$$

Reducing this formula to the form (11), we obtain

$$P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \text{Re}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) - 2 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \quad (14)$$

As you can see, the difference between (11) and (14) is the sign in front of the term with the imaginary part. This circumstance is important for measuring the CP violation

phase δ_{CP} . The value of CP-asymmetry $A_{CP} = \frac{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)}{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) + P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)}$ can be measured in an experiment with muon neutrino and antineutrino beams ($\alpha = \mu, \beta = e$), as, for example, in the T2K experiment [32].

The U matrix is called the Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata mixing matrix U_{PMNS} . It is convenient to parametrize this unitary matrix as a product of rotation matrices. In the case of three neutrinos, when $\alpha = e, \mu, \tau$ and $j = 1, 2, 3$, the U_{PMNS} matrix will have four independent real parameters: $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ – three rotation angles and δ_{CP} – the CP violation phase:

$$U_{PMNS} = U_{\theta_{23}} U_{\theta_{13}} U_{\theta_{12}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

where $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. $\theta_{ij} \in [0, \pi/2]$, $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$. It is also common to see mixing angle designations θ_{12} as solar, θ_{13} as reactor and θ_{23} as atmospheric. In such a parametrization, the PMNS matrix takes the form:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (16)$$

This parametrization will be valid in the case of the Dirac neutrino; for the Majorana neutrino, one more matrix $P = \text{diag}(e^{i\eta_1}, e^{i\eta_2}, 1)$ with two Majorana phase parameters is added to the three indicated matrix factors $\eta_{1,2} \in [0, 2\pi]$, but in the following presentation we will adhere to the Dirac neutrino hypothesis.

For further consideration, it is useful to obtain formulas for the transition probability in the simpler case of mixing of two neutrino states. Such an approximation often turns out to be sufficient for analyzing the experimental data and obtaining the values of the oscillation parameters from the measurement results. In this case, the PMNS matrix becomes just an orthogonal rotation matrix on a plane with one real parameter, the mixing angle θ :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (17)$$

For the transition probability $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ formulas (11) and (12) are simplified to

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (\alpha \neq \beta),$$

$$P_{\alpha\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (\alpha = \beta)$$
(18)

In practice, it is convenient to use a system of units in which the difference between the squares of neutrino masses is measured in eV^2 , distance in meters, and neutrino energy in MeV. Then (18) is transformed into

$$P_{\alpha\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] \frac{L[\text{m}]}{E[\text{MeV}]} \right) \quad (\alpha \neq \beta),$$

$$P_{\alpha\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] \frac{L[\text{m}]}{E[\text{MeV}]} \right) \quad (\alpha = \beta)$$
(19)

We note once again that this standard derivation of formulas for the probabilities of neutrino transitions from one state to another was made on the assumption that all mass neutrino states have the same definite momentum (7) and neutrinos move at a speed close to the speed of light, then $t = L$ (10). A more general derivation leading to the same results can be found in [33,34].

Let's move on to simple conclusions that can be drawn by looking at the above formulas:

1. Oscillations will not be observed if the neutrino masses are equal to zero, since in this case $\Delta m_{ij}^2 = 0 \Rightarrow P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$.
2. Total probability $\sum_\beta P_{\alpha\beta} = 1$. This is a consequence of the unitarity of the mixing matrix U_{PMNS} . It also means that during oscillations the total number of neutrinos is preserved, they only go from one type to another and back. That is, only the law of conservation of L_i , lepton numbers is violated, but the total lepton number is conserved.

3. Oscillations can be observed by detecting α -type neutrinos in the β -type neutrino flux from the source, and the probability of such a process will be determined by formula (11). Such experiments are called "appearance" experiments. Either one can observe a change in the α -type neutrino flux and/or the α -type neutrino spectrum from the source (or the difference between the flux from the expected value and the spectrum from the calculated form), in which neutrinos of the same α type are born. Such experiments are called "disappearance" experiments. The flux and shape of the spectrum will be determined by the probability from (12).

At the moment, in various experiments with solar and atmospheric neutrinos, with neutrinos produced at accelerators and in reactors, the effect of oscillations has been reliably detected and almost all parameters determining the oscillations of the three types of neutrinos known in the SM have been determined: $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ (the third mass square difference parameter is not independent $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2$). 3 The values of these parameters are taken from PDG [22] and are given in Table 2.

Table 2. Active neutrino oscillation parameters.

Parameter Hierarchy	$\sin^2 \theta_{12},$ 10^{-1}	θ_{12}, \circ	$\sin^2 \theta_{23},$ 10^{-1}	θ_{23}, \circ	$\sin^2 \theta_{13},$ 10^{-2}	θ_{13}, \circ	$\Delta m_{21}^2,$ 10^{-5} eV^2	$\Delta m_{32}^2,$ 10^{-3} eV^2
NO	$3.04^{+0.14}_{-0.13}$	$33.46^{+0.87}_{-0.88}$	$5.51^{+0.19}_{-0.80}$	$47.9^{+1.1}_{-4.0}$	$2.14^{+0.09}_{-0.07}$	$8.41^{+0.18}_{-0.14}$	$7.34^{+0.17}_{-0.14}$	$2.419^{+0.035}_{-0.032}$
IO	$3.03^{+0.14}_{-0.13}$	$33.40^{+0.87}_{-0.81}$	$5.57^{+0.17}_{-0.24}$	$48.2^{+1.0}_{-1.4}$	$2.18^{+0.08}_{-0.07}$	$8.49^{+0.15}_{-0.14}$	$7.34^{+0.17}_{-0.14}$	$-2.478^{+0.035}_{-0.033}$

However, the neutrino masses m_i , remain unknown today. There are only different upper estimates for the effective masses of various neutrinos, presented in (20) from [35] for the effective electron neutrino mass and from [22] for the rest.

$$m_{\nu_e}^{\text{eff}} < 0.8 \text{ eV, (90\% CL),}$$

$$m_{\nu_\mu}^{\text{eff}} < 190 \text{ keV (90\% CL),} \quad (20)$$

$$m_{\nu_\tau}^{\text{eff}} < 18.2 \text{ MeV (90\% CL)}$$

There is also a limit on the sum of the masses of all neutrinos thermalized in the primordial plasma, which follows from the observations of astrophysical observations and

the cosmological model Λ CDM $\sum m_\nu < (0.087 \div 0.54)\text{eV}$ (95% CL) [22]. And as is clear from the formulas given earlier, oscillation experiments cannot provide information about the mass.

In addition, there are a few more open questions in the neutrino mixing model itself:

1. If the angle θ_{23} is not exactly equal to 45° , which corresponds to the maximum mixing, then it turns out to be uncertain in which octant it is $\theta_{23} > 45^\circ$ or $\theta_{23} < 45^\circ$, but to understand the nature of the neutrino mass, it is important to understand what value it actually takes the mixing angle[36].
2. Mass hierarchy. It is possible to implement a model in which $m_1 < m_2 < m_3$, or a model with $m_3 < m_1 < m_2$. The first scenario is called the direct or normal hierarchy (NO in Table 2), the second is the reverse or inverse hierarchy (IO in Table 2). The measurement program of the JUNO neutrino observatory under construction JUNO [37] also includes the determination of the neutrino mass hierarchy.
3. The value of the CP violation phase in the lepton sector δ_{CP} is unknown. The active neutrino experiments T2K [32] and NOvA[38], as well as the large-scale projects under preparation DUNE[39] and Hyper-Kamiokande[40] have an extensive research program, including measurements of both the δ_{CP} , phases and neutrino mass hierarchies, and accurate determination of the angle θ_{23} and its octant..
4. Dirac or Majorana nature of neutrinos. Search for double neutrinoless beta decay. At present, the best upper bound on the half-life of such a hypothetical process has been obtained in the KamLand-ZEN [41] and GERDA [42] experiments and is $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26}$ years (90% CL) and $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{26}$ years (90% CL) respectively.
5. Several experimental anomalies in oscillation experiments that do not fit into the 3-neutrino mixing model, which were mentioned in the introduction, and which will be discussed in more detail in the next section.

1.3 Sterile neutrino. Anomalies

To date, anomalous results have been observed in various neutrino experiments, which indicate a possible incompleteness of the description of the neutrino mixing phenomenon, limited to three neutrinos. Moreover, the level of statistical significance of these observations reaches $3-5\sigma$. The introduction of a sterile neutrino may be the minimum expansion that will remove the observed contradictions. A sterile neutrino is a fermion that does not interact with the SM gauge fields, but mixes with the three neutrinos described in the SM. These three are usually called active.

1.3.1 Model 3+1

When deriving formulas (11) – (14) given in section 1.2, the assumption about the number of mass and flavor neutrino states was not used anywhere. Therefore, these formulas can easily be generalized to the case of the simplest extension of the mixing model with three neutrinos to the "3 + 1" model with three active and one light sterile neutrino.

To interpret the effects described below in terms of such an extended 3+1 model of neutrino oscillations, we present here some formulas relating the mixing parameters.

The PMNS matrix becomes a 4×4 matrix and can already be parameterized with six mixing angles and 3 complex phases of CP violation [43].

$$U_{PMNS}^{(3+1)} = U_{34}U_{24}U_{23}U_{14}U_{13}U_{12} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
U_{12} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, U_{13} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{13}} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta_{13}} & 0 & \cos \theta_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\
U_{23} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} & 0 \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, U_{14} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{14} & 0 & 0 & \sin \theta_{14} e^{-i\delta_{14}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{14} e^{i\delta_{14}} & 0 & 0 & \cos \theta_{14} \end{pmatrix}, \\
U_{34} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \theta_{34} & \sin \theta_{34} \\ 0 & 0 & -\sin \theta_{34} & \cos \theta_{34} \end{pmatrix}, U_{24} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{24} & 0 & \sin \theta_{24} e^{-i\delta_{24}} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \theta_{24} e^{i\delta_{24}} & 0 & \cos \theta_{24} \end{pmatrix}
\end{aligned} \quad (22)$$

In what follows, we will not be interested in the effects associated with CP violation, and all dependences will be determined only by the squares of the moduli of the elements of the mixing matrix. The elements of the mixing matrix, which determine the probabilities of oscillations with a sterile state in the chosen parametrization, are given below.

$$\begin{aligned}
|U_{e4}|^2 &= \sin^2(\theta_{14}) \\
|U_{\mu 4}|^2 &= \sin^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \\
|U_{\tau 4}|^2 &= \sin^2(\theta_{34}) \cdot \cos^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14})
\end{aligned} \quad (23)$$

The transition $\nu_e \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ probabilities under the assumption $m_4 \gg m_{1,2,3}$ are then

$$\begin{aligned}
P_{\nu_e \nu_e} &= 1 - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) \\
P_{\nu_\mu \nu_\mu} &= 1 - 4|U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}}\right) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}}\right) \\
P_{\nu_\mu \nu_e} &= 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right) = \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}}\right)
\end{aligned} \quad (24)$$

Here we have introduced the following notation:

$$\begin{aligned}
\sin^2 2\theta_{ee} &\equiv \sin^2 2\theta_{14} \\
\sin^2 2\theta_{\mu\mu} &= 4 \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14} (1 - \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14}) \approx \sin^2 2\theta_{24}
\end{aligned} \quad (25)$$

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4 \sin^2 \theta_{14} \sin^2 \theta_{24} \cos^2 \theta_{14} \approx \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 2\theta_{24}$$

Assumption for $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ is valid for small mixing angles θ_{24} . As can be seen from formulas (24) and (25) it is possible to detect an electron neutrino in a muon flux not due to direct oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, but due to “second order” transitions $\nu_\mu \rightarrow \nu_s \rightarrow \nu_e$ through a sterile neutrino. The possible detection of such an effect will be discussed in the next section.

1.3.2 LSND experiment

The LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) – an appearance experiment in which electron antineutrinos are searched for in a muon flux, which appear due to oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. LSND detector is a cylinder filled with 167 tons of CH₂ mineral oil-based liquid scintillator and has 1220 photomultiplier tubes (PMT).

The center of the detector is located 30 meters from the source $\bar{\nu}_\mu$. The source of neutrinos is a target on a proton beam with an energy of 798 MeV, in which π -mesons. Muon antineutrinos are born in the process of decays:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \tag{26}$$

The detection of $\bar{\nu}_e$ occurred in the IBD reaction with the registration of correlated signals from e^+ and 2.2 MeV gamma-quantum from neutron capture on a proton $n + p \rightarrow d + \gamma$.

$\bar{\nu}_e$ appearance channels in the $\bar{\nu}_\mu$ flux and other background signals in the LSND experiment were modeled in detail, and the expected spectrum under the assumption of the absence of oscillations was calculated.

However, in the LSND experiment, it was found that the number of registered electron antineutrinos in the muon antineutrino flux exceeded the expected value $87.9 \pm$

22.4 ± 6.0 [23]. Comparison of the distributions of registered and expected events over L/E_ν shown in Figure 1 from [23].

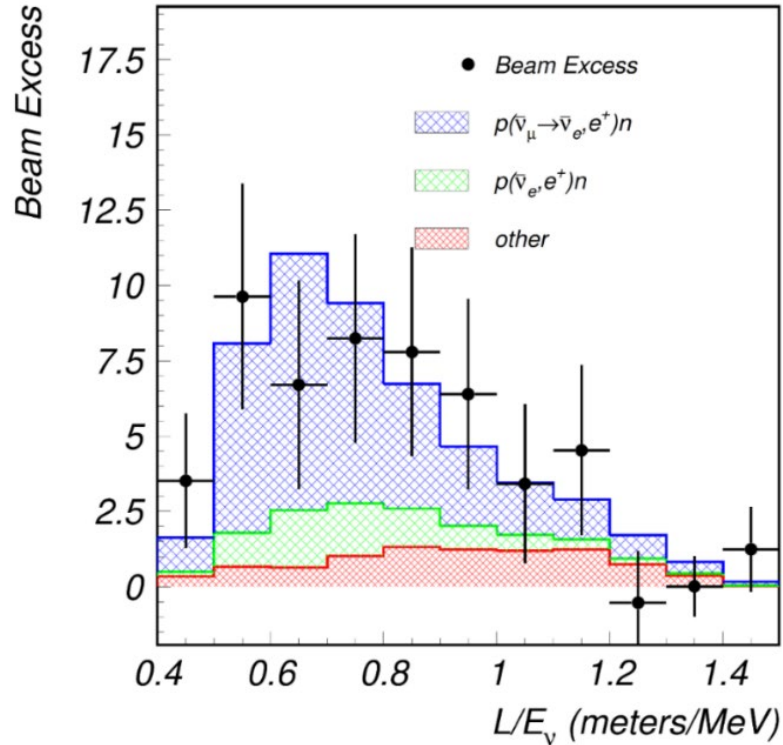


Figure 1. The L/E_ν distribution of registered $\bar{\nu}_e$ events compared to the expected one. The red line is the background spectrum, the green line is the expected spectrum of $\bar{\nu}_e$ under the assumption that there are no oscillations (the main source is the decay of μ^- from the decay of uncaptured π^-), the blue line is the expected spectrum with $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations.

1.3.3 MiniBooNE experiment

The MiniBooNE (Mini Booster Neutrino Experiment) was created to independently test the light sterile neutrino hypothesis explaining the anomalous result of LSND. MiniBooNE is also an emergence experiment that was aimed at searching for signals from electron neutrinos and antineutrinos in the ν_μ and $\bar{\nu}_\mu$ fluxes respectively. But the experiment was carried out at a different distance and in a different energy range compared to LSND.

In addition to decays (26) π^- and μ^- decays were also sources of neutrinos in MiniBooNE.

$$\begin{aligned}\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}\tag{27}$$

π -mesons were produced in a beryllium target during interaction with a beam of protons with an energy of 8 GeV. Also, in contrast to LSND, pions decayed in flight to a stop, and by focusing π^+ or π^- in the desired region of the channel with a magnetic field, it was possible to create either a ν_μ beam or $\bar{\nu}_\mu$ beam respectively.

The spherical detector, filled with 818 tons of mineral oil and having 1520 PMTs (1280 for the internal volume and 240 for the active shielding system), was located 541 meters from the beryllium target. ν_e and $\bar{\nu}_e$ with an energy of 0.2 – 1.5 GeV were recorded as single signals from the quasi-elastic scattering process, which produces both scintillation flashes and Cherenkov radiation. That is, the range of L/E_ν phase values in the MiniBooNE experiment was within $0.2 \div 2$ and, thus, completely overlapped the L/E_ν range in LSND ($0.4 \div 1.3$). A certain amount of ν_e ($\bar{\nu}_e$) appeared in the beam ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) due to decays of kaons in the target and muons decaying in the channel before stopping and absorption. The spectrum of such events and other background signals was calculated or estimated using additional measurements, including the SciBooNE detector, which was located on the same beam closer to the target.

As a result of a long data set at 18.75×10^{20} protons on the target in the ν_μ mode and 11.27×10^{20} protons on the target in the $\bar{\nu}_\mu$ mode, a significant excess of the number of both ν_e -events and the number of signals from $\bar{\nu}_e$ over expected values. In total, $638.0 \pm 52.1(stat.) \pm 122.2(syst.)$ [24] events were registered in excess of the expected value in the energy range $200 < E_\nu < 1250$ MeV. The statistical significance of this result is 4.8σ . The statistical significance of this result is ν_e and $\bar{\nu}_e$ are shown in Figure 2 [24,44].

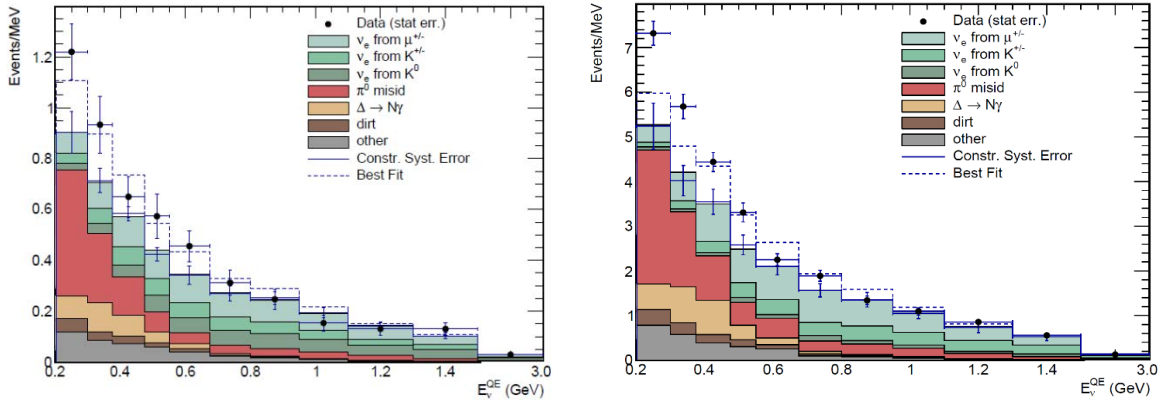


Figure 2. Energy spectra expected and observed in MiniBooNE in quasi-elastic processes in the antineutrino (left) and neutrino (right) beam mode.

The results of LSND and MiniBooNE are in good agreement with each other, and the joint confidence level of the observed excess of the number of neutrino events in both experiments is 6.1σ (obtained by simple quadratic addition, since the experiments have different energy and distance ranges, different systematics, etc.). Comparison of the results of the LSND and MiniBooNE experiments are shown in the Figure 3.

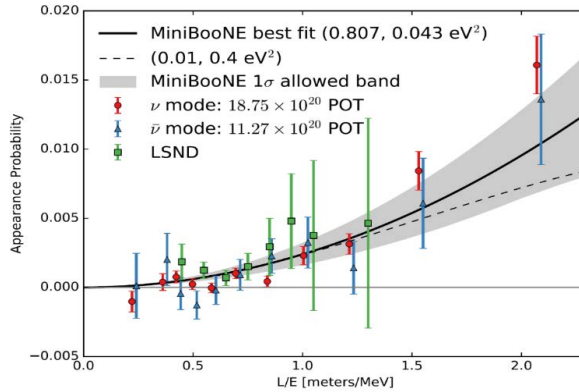


Figure 3. Comparison of the dependence of the occurrence probability $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ on L/E_{ν} in the MiniBooNE and LSND experiments.

However, in experiments carried out under other conditions, OPERA [45] and KARMEN2 [46], when searching for the oscillations $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$, respectively, no effect similar to the results of LSND and MiniBooNE was found, although it remains possible to reconcile the data of all four experiments. Also, a joint analysis of the results of experiments on the disappearance of ν_e and ν_{μ} made it possible to make restrictions on the

parameters of oscillations to the sterile state, which quite strongly contradict the values that are allowed by these two experiments to appear [47].

However, direct experimental verification is needed to finally confirm or refute the effect observed in LSND and MiniBooNE. At the moment, data is being collected in the MicroBooNE experiment, which, thanks to the ability of the new detector to recognize particles in registered events, should provide more information about the origin of the excess number of registered $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ detected in LSND and MiniBooNE. Preliminary data published by the collaboration do not yet confirm the results of LSND and MiniBooNE, but the statistical significance is not yet sufficient. In addition, other experiments are being prepared both at FermiLab, for example, the ICARUS experiment [48], and at other accelerator complexes, for example, the JSNS experiment [49] at J-PARC.

If the effect observed in LSND and MiniBooNE is indeed caused by oscillations, then it cannot be described within the mixing model with three neutrinos, so the results of these experiments can be considered as an indication of the incompleteness of such a description and suggest the existence of a fourth sterile neutrino state with a mass of ~ 1 eV. Then, as was said earlier in Section 1.3.1, the appearance of ν_e is due to oscillations through the sterile neutrino $\nu_\mu \rightarrow \nu_s \rightarrow \nu_e$.

Another experiment related to the observation of muon neutrinos, but the source of which is the Earth's atmosphere, also has some, but statistically significantly less significant, indications of the disappearance of muon neutrinos from the flux due to oscillations into a sterile state.

1.3.4 IceCube

The IceCube neutrino observatory [50] detects high-energy neutrinos of cosmic origin outside the solar system. But besides this, by analyzing the spectra of atmospheric muon neutrinos that have passed through the Earth and registered by a neutrino telescope, one

can look for indications of oscillations of muon neutrinos into the sterile. At present, the statistical significance of such an observation is ~90% [31].

1.3.5 Gallium anomaly

Another indication of the possible existence of an eV sterile neutrino is the so-called gallium anomaly, the result of the calibration of gallium solar neutrino detectors in the GALLEX (Gallium Experiment) and SAGE (Soviet American Gallium Experiment) experiments using highly active sources based on ^{51}Cr and ^{37}Ar isotopes.

The GALLEX and SAGE experiments were aimed at measuring the solar neutrino flux by the radiochemical method. Electron neutrinos produced in thermonuclear processes on the Sun are registered in the gallium target of detectors in the reaction:



The germanium produced during exposure is subsequently extracted from the target by a chemical method, and the integral neutrino flux is estimated from the number of formed ${}^{71}\text{Ge}$ atoms. The threshold of reaction (28) is rather low, 0.233 MeV, which makes it possible to detect neutrinos from the pp reaction $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$.

Using the fabricated sources of ${}^{51}\text{Cr}$ and ${}^{37}\text{Ar}$, it was supposed to evaluate the efficiency of the detector for a more reliable estimate of the solar neutrino flux. The ${}^{51}\text{Cr}$ and ${}^{37}\text{Ar}$ isotopes are sources of monochromatic neutrinos produced in the process of electron capture. The expected flux of detected ν_e from the source was estimated from its activity and the calculated value of the reaction cross section (28). In both experiments, similar results were independently obtained: the measured flow turned out to be less than expected by $12 \div 15\%$ [51], depending on the calculated value of the cross section (28). The reliability of this joint observation was $2.3\text{-}3.0\sigma$ according to various estimates [52].

The BEST experiment, also based on the radiochemical method of detecting neutrinos from an intense ^{51}Cr source, confirmed the existence of the gallium anomaly [53]. The gallium detector was divided into two independent volumes, internal and external. Extraction of accumulated germanium from each volume was also carried out independently. A source was placed in the center of the internal volume. The expected flux was estimated from the activity of the source measured by the calorimetric method. As a result, a deficit of neutrinos $(21 \pm 5)\%$ and $(23 \pm 5)\%$ respectively, was recorded in the internal and external volumes, which is in full agreement with the results of the GALLEX and SAGE experiments. A comparison of the ratio $R = r^{\text{meas}}/r^{\text{pred}}$ of the measured flux to the predicted value for all three experiments is shown in Figure 4 [53].

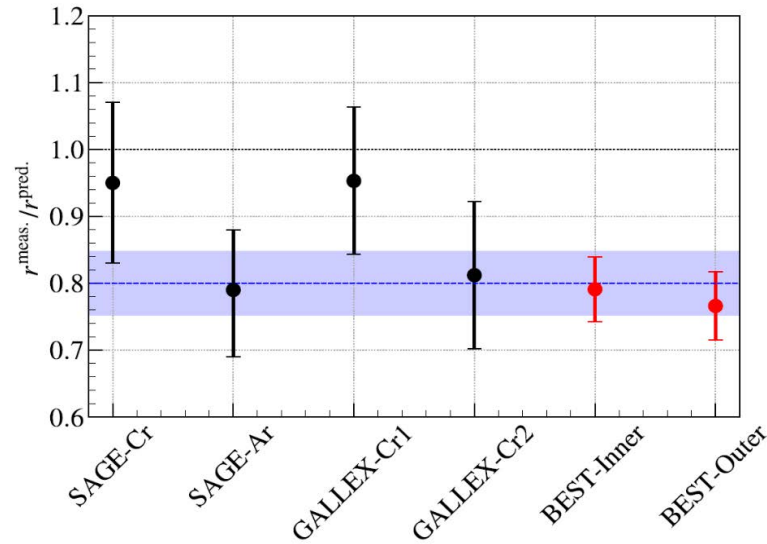


Figure 4. Comparison of the ratios of the measured neutrino flux from the source to the predicted one obtained in the GALLEX, SAGE and BEST experiments.

An extended mixing model with one light sterile neutrino with a mass of ~ 1 eV and, accordingly, $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ can also explain this anomaly.

1.3.6 Reactor antineutrino anomaly

The reactor antineutrino anomaly also fits into such an extended $3 + 1$ model of neutrino oscillations at a confidence level of $\sim 3\sigma$.

As a result of new calculations proposed by the group of T. Müller [27] and independently by P. Huber [28] (the Huber-Müller model), the updating of the isotope databases, the results of measurements of the beta spectra of ^{239}Pu and ^{235}U were taken into account, and the method of "effective" beta-decay branches was used, another estimate was obtained for the flux and spectrum of reactor antineutrinos. The approach of P. Huber and the group of T. Müller differed but led to the same result. The calculations indicated the need to revise the results of 21 experiments with short baseline reactor antineutrinos (the distances between the center of the reactor core and the center of the detector were $\sim 10 - 100\text{m}$). In these experiments, carried out at different times, by different research teams at different reactors, the ratios of the observed antineutrino flux from the reactor F_{obs} to the expected F_{exp} $R = \frac{F_{\text{obs}}}{F_{\text{exp}}}$. The values of expected flows obtained using new calculations gave new values of R for each experiment. Figure 5 from [29] shows the experimental points with updated expected fluxes. The ratio value averaged over all experiments became $R = 0.943 \pm 0.023$ [29]. Subsequently, this ratio was given different estimates [54] within a deficit of $\sim 6\%$ and a significance of 3σ . That is, at distances of 10 - 100 m from the source, there is a deficit of reactor antineutrinos $\sim 6\%$, which could be explained by the "disappearance" of antineutrinos from the flow through oscillations into a sterile state described by formula (19), with the parameter $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$.

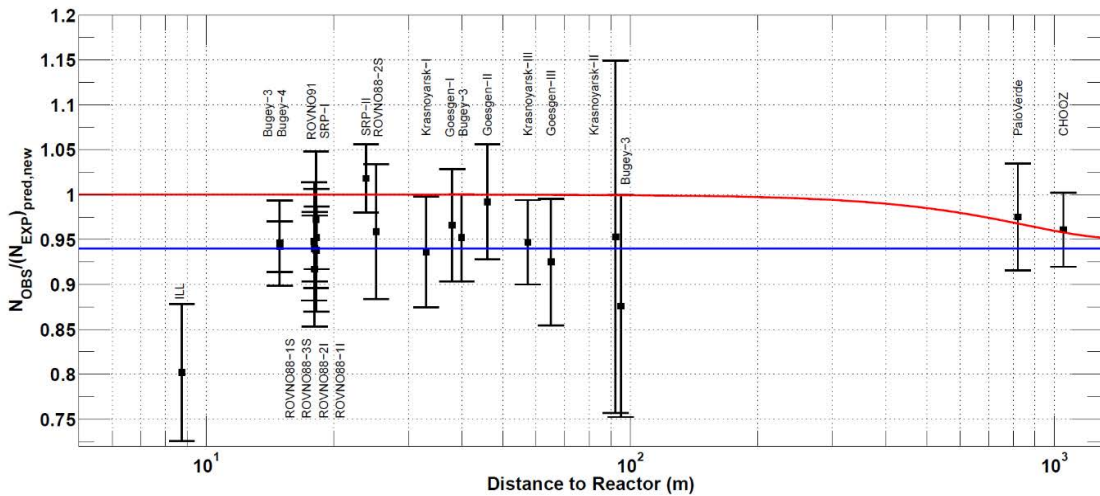


Figure 5. The ratio of the observed flux to the expected for various reactor experiments, taking into account new calculations.

In the Daya Bay, RENO and Double Chooz reactor experiments, together with the measurement of the mixing angle θ_{13} , the near detectors measured the flux and spectrum of antineutrinos at distances of $\sim 300\text{-}500\text{m}$. Comparison of the measurement results with the expected values calculated using the Huber-Muller model also showed a deficit of reactor antineutrinos: in Daya Bay $(0.952 \pm 0.014 \pm 0.023)$ [55], in RENO (0.941 ± 0.015) [56] and in Double Chooz $(0.925 \pm 0.002_{(\text{stat.})} \pm 0.010_{(\text{exp})} \pm 0.023_{(\text{model})})$ [57]. In addition, an analysis was also made of the change in the spectrum of reactor $\bar{\nu}_e$ with time in Daya Bay [58] and RENO [59]. Due to the change in the composition of the fuel during the operating cycle of the reactor, it is possible to isolate the spectrum $\bar{\nu}_e$ from each of the four isotopes that make up the fuel (^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U and ^{241}Pu). There are some indications in the results of the analysis that only one ^{235}U isotope is the cause of the deficiency, and not all four, as would be the case in the case of oscillations. However, taking into account some branches of beta decay, in general, the result of such an analysis is quite compatible [60] with the total deficit of the flux from all 4 isotopes in the fuel composition.

However, there are other experimental effects found with a high level of confidence that point to problems in the Huber-Muller model. Thus, in the already mentioned Daya Bay [61], RENO [62] and Double Chooz[63], experiments, as well as in a number of other NEOS [64], STEREO and PROSPECT[65] experiments in the 6 MeV antineutrino energy region (the energy released in the detector ~ 5 MeV, so this problem is sometimes called the 5 MeV bump), there is a significant discrepancy between the spectrum calculated using the Huber-Muller model and the observed one. The significance of this effect is greater than 5 standard deviations.

In addition, due to the updating of the isotope databases, new models for calculating the spectra of reactor antineutrinos were proposed by considering previously unaccounted for corrections. New measurements of the ratio of the cumulative beta spectra of ^{235}U and ^{239}Pu were also performed [66]. The results of these measurements disagree with the results obtained in ILL, which played an important role in the calculations in the Huber-Muller

model. Thus, according to these data, the RAA deficiency practically disappears 0.971 ± 0.021 [67].

New calculations in the prediction of the neutrino flux and the shape of the spectrum give opposite results. In one case [68] the neutrino deficit decreases, but the discrepancy between the experimental and theoretical spectra in the 6 MeV region increases. In the other case [69], on the contrary, with a better match of the spectra, the deficit of the entire flux increases to $0.078_{-0.023}^{+0.024}$ [67]. This situation is described in more detail in review [67].

From all of the above, we can conclude that the most reliable and reliable way to search for oscillations is the method of relative measurements, which will be discussed in the next chapter.

Chapter 2. Preparation of the Neutrino-4 experiment

In the previous section, the results of some experiments were presented that can be considered as indications of the existence of a sterile neutrino. An analysis of these results from the point of view of the model of neutrino oscillations with one sterile state shows that the observed anomalies can be explained if the squared mass difference parameter is of the order of $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$, that is, we are talking about a relatively light fourth mass state $m_4 \sim 1 \text{ eV}$. In this chapter, we will consider in more detail the technique of the extinction experiment, with the help of which a model-independent test of this hypothesis is possible.

Let us immediately note that the difference in the value of the parameter Δm^2 for the observed oscillations of active neutrinos and the assumed oscillation to the sterile state is 3–5 orders of magnitude. Due to this, we can assume that the influence of the known mixing parameters will be negligible, since the period of such oscillations is much larger than that determined by the value $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ for the energy range up to 10 MeV. conditions, one of which is sterile.

2.1 Method of relative measurements

In Section 1.2, it was shown that the probability of detecting neutrinos ν_α depends on the energy E_{ν_α} and the distance L between the point of production and the point of interaction ν_α . Thus, ν_α flux with energy E varies with distance from a point source varies with distance $F(E, L) = N \times P_{\alpha\alpha}(L, E; \Delta m^2, \sin^2 2\theta) \times L^{-2}$, where N is the number of neutrinos emitted by the source with energy E , taking into account the corresponding interaction cross section and detection efficiency, $P_{\alpha\alpha}(L, E)$ is the probability described by formula (19), and the factor L^{-2} is due to the decrease in the solid angle with distance at a constant area.

The method of relative measurements consists in comparing the values measured under different conditions, due to which comparison with the values obtained as a result of calculations is excluded from the analysis of experimental data. Thus, by measuring the flux with the same detector at K points at distances $L_i, i = 1 \dots K$ it is possible to normalize the observed values $F^{\text{obs}}(E, L_i)$ to the average flux over all distances $K^{-1} \sum_i F^{\text{obs}}(E, L_i)$. Then, the resulting ratios $R_i^{\text{obs}} = \frac{F^{\text{obs}}(E, L_i)}{K^{-1} \sum_i F^{\text{obs}}(E, L_i)}$ must be compared with the expected dependence:

$$R^{\text{exp}}(L|\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \frac{F^{\text{exp}}(E, L_i)}{K^{-1} \sum_i F^{\text{exp}}(E, L_i)} = \frac{1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E)}{\langle 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E) \rangle_L}, \quad (29)$$

which no longer depends on estimates of the source intensity, interaction cross section, and efficiency, but is determined only by the oscillation parameters $\sin^2 2\theta$ and Δm^2 . $\langle \rangle_L$ is distance averaging. Comparing, for example, using the function χ^2 , a set of experimental points R_i^{obs} with curves that are determined by (29) at different values of the parameters, it is possible to obtain estimates for the values of $\sin^2 2\theta$ and Δm^2 by one or another statistical method of analysis.

Considering the finite dimensions of the neutrino source and detector, formula (29) takes the form:

$$R^{\text{exp}}(L|\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \frac{\int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d|/E))}{\langle \int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d|/E)) \rangle_L} \quad (30)$$

In this case, L is the distance between the centers of the source and the detector. Of course, integration over the volume of a periodic function will lead to averaging and smoothing of the dependence of R^{exp} on distance, especially for large values of Δm^2 , which leads to a “degeneracy” of the oscillation amplitude determined by $\sin^2 2\theta$ – different values of the parameter $\sin^2 2\theta$ will correspond to curves that are little different from each other in terms of comparison with experimental values, which have a certain statistical accuracy. That is, for different values of $\sin^2 2\theta$ close values of χ^2 will be

obtained. Thus, the dimensions of the source and detector comparable to the length of the oscillations for a given Δm^2 can significantly reduce the sensitivity of the experiment.

Until now, the neutrino spectrum of the source has not been considered. If there is a spectral dependence, the situation becomes more complicated, since it is also necessary to take into account the resolution of the detector, but even with a good resolution, as will be clearly shown further on the example of reactors, the sensitivity also decreases with distance from the source.

As was shown in Section 1.3 artificial isotopes emitting ν_e can serve as a source of neutrinos for extinction experiments to study oscillations to a sterile state. Advantages of specially designed neutrino isotope sources: small size, well-known spectrum, possibility of accurate intensity measurement ($\sim 1\%$). In addition, such a source can be placed inside the detector, thus achieving the maximum possible approximation. Having a positionally sensitive detector capable of reconstructing the site of neutrino interaction with sufficient accuracy, it is possible to carry out relative measurements. However, even the most highly active sources ($\sim 1\text{MKi}$) that are currently available require significant efforts associated with the creation of a large-volume detector and low background levels in order to register an acceptable number of neutrino events for a reliable determination of the oscillation parameters. Along with the need to create special conditions for working with sources of such high activity, this approach is associated with great technical difficulties.

Nuclear reactors as sources of antineutrinos are among the most convenient tools for conducting all kinds of neutrino research. Thanks to the intensive use of atomic energy, a large number of reactors have been built, which have been and continue to be used in neutrino research. The high intensity ($\sim 2 \cdot 10^{17} \bar{\nu}_e \cdot s^{-1}$ per 1 MW of thermal power) of the antineutrino flux, which the reactor can provide, partly compensates for the smallness of the neutrino interaction cross section. This makes it possible to use detectors of a relatively small volume for studying the properties of neutrinos. As noted above, it was the antineutrino from the reactor that was first experimentally discovered, and subsequently

other reactor experiments (primarily at industrial reactors of nuclear power plants) made it possible to confirm the oscillation hypothesis and determine the mixing parameters.

However, the reactor is a source of antineutrinos with a continuous spectrum that extends up to ~ 10 MeV. In this case, it is necessary to measure the spectrum $\bar{\nu}_e$ at different distances $S(E, L_i)$, because due to the energy dependence of the oscillation probability, the shape of the spectrum at different distances will be different. An example of such a "deformation" of the spectrum is shown in Figure 6 on the left, which shows the antineutrino spectrum of a ^{235}U point source folded with the function of the IBD reaction cross section, which registers antineutrinos, and the same spectrum under the assumption of oscillations to a sterile state with parameters $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$, which could be observed at a distance $L = 10$ m. Both spectra are normalized to unity for shape comparison.

Thus, in order to carry out a model-independent analysis, it is necessary to compare the observed dependence of R on distance with the predicted dependence, which, taking into account the continuous spectrum $S(E, L_i)$, will be determined by formula (31). Such a comparison also makes it possible to estimate the magnitude of the oscillation parameters.

$$R^{\text{exp}}(E, L | \Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \frac{\int_B f(E-E') dE' \int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s S(E', L) (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d|/E'))}{\langle \int_B f(E-E') dE' \int_{V_d} dV_d \int_{V_s} dV_s S(E', L) (1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \Delta m^2 |\vec{r}_s - \vec{r}_d|/E')) \rangle_L} \quad (31)$$

In formula (31) integration over energy with the detector response function, which is determined by its energy resolution $\int_B f(E - E') dE'$, takes into account the finite resolution of the detector. In a detector with an energy resolution of $\sim 5\%$ at an energy of 1 MeV, taking into account the statistical accuracy (corresponds to 10^6 registered neutrino events at zero background), equally normalized spectra from a ^{235}U point source at 10 meters with oscillations at $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$ and without oscillations will have the form shown in Figure 6 on the right. Figure 6 (at the bottom) shows the ratio of these spectra. The points are connected by a smooth line for convenience.

The parameter $\sin^2 2\theta_{14}$, as noted earlier, determines the maximum amplitude of the oscillations and the total deficit of the total flux, since the energy integration of the function $S(E) \cdot \sin^2 1.27\Delta m^2 L/E$ at $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ leads to a fairly fast decay of the distance dependence, which tends asymptotically to a constant $\sim 1/2$. Then the flow deficit, starting from some distance, is defined as $1/2 \sin^2 2\theta_{14}$. The distance dependence of the ratio of the total flux for the considered oscillation parameters to the flux without oscillations for a point source and a detector with a resolution of 5% is shown in Figure 7.

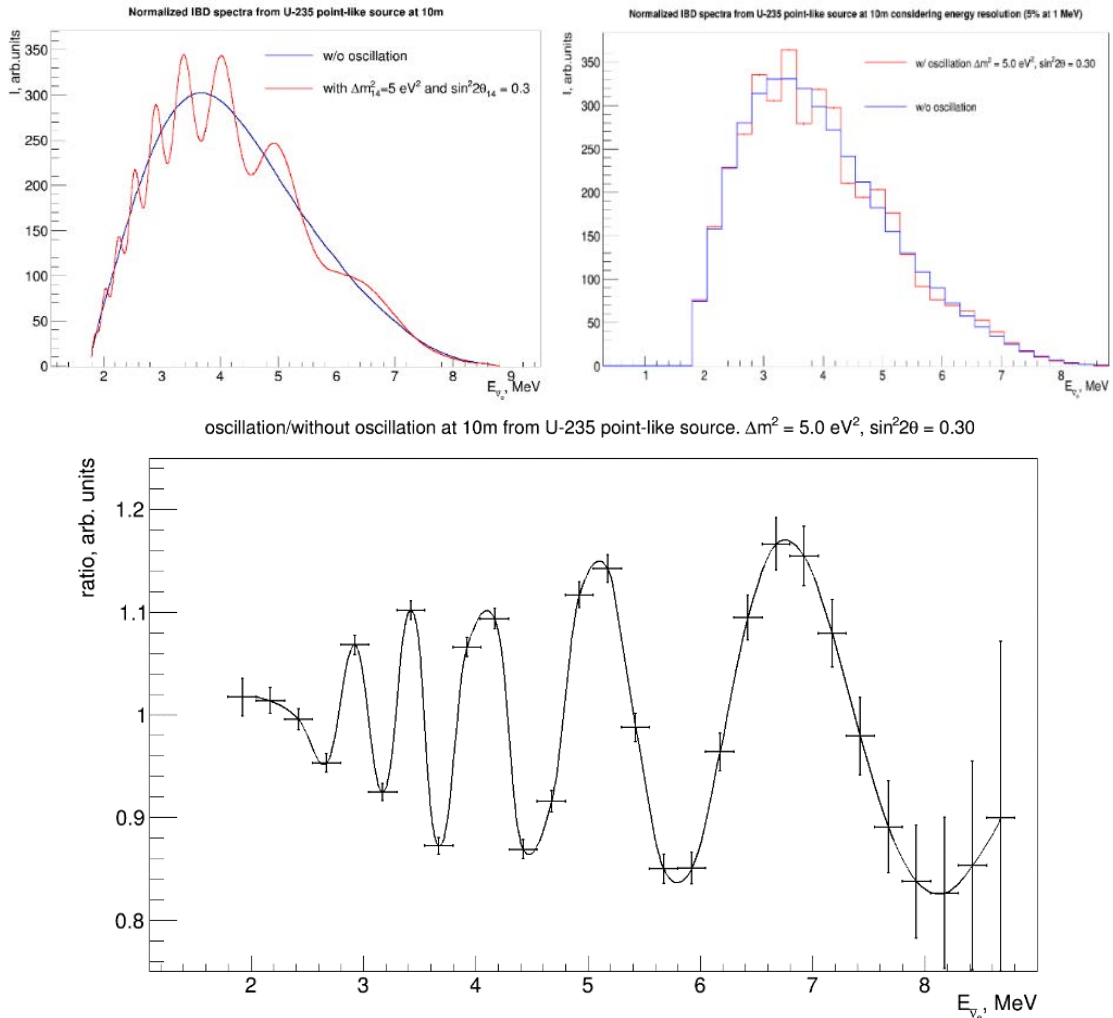


Figure 6. On the left - comparison of antineutrino spectra at a distance of 10 meters from a point source of ^{235}U in the absence of oscillations (blue line) and with oscillations with parameters $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$; on the right, the same spectra, taking into account the detector resolution of $\sim 5\%$ per 1 MeV and the statistical accuracy of 106 recorded events; below, the ratio of these spectra.

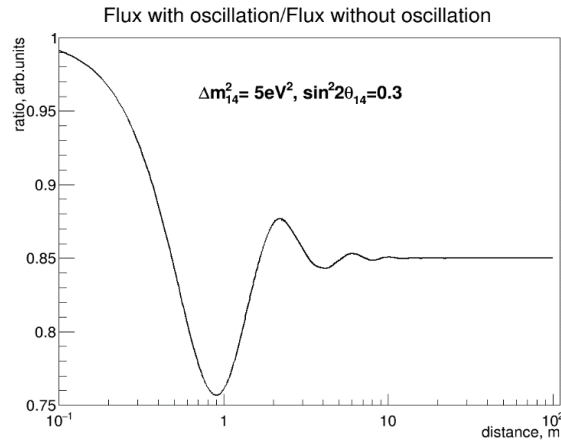


Figure 7. Dependence of the antineutrino flux ratio on a ^{235}U point source in the presence of oscillations with parameters $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$ and without oscillations.

In this case, the value of the parameter $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$ chosen for demonstration is quite large, although it is quite consistent with the GA. As can be seen from the figures, the effect of oscillations with such parameters noticeably affects the shape of the spectrum. However, from Figure 8, which shows the same ratio of the normalized spectra, it is clear that with an increase in the observation distance to 40 meters, the difference in the shape of the spectra in the presence and absence of oscillations decreases significantly (although the integral neutrino deficit remains).

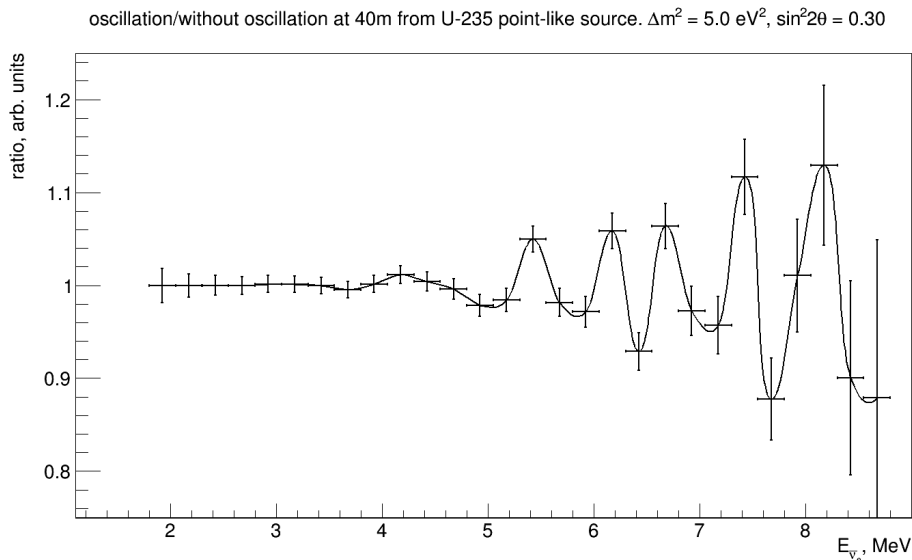


Figure 8. The ratio of the antineutrino spectra at 40 meters from a ^{235}U point source in the absence of oscillations (blue line) and for oscillations with parameters $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$.

If we take into account the size of the core, then with a diameter typical for the cores of industrial reactors ~ 3 m, a reliable observation, taking into account the statistical accuracy of the difference in the shape of the spectrum in the presence of oscillations to a sterile state with the parameters $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$ becomes practically impossible even at a relatively close distance of $\sim 10\text{m}$, which is clearly shown in Figure 9.

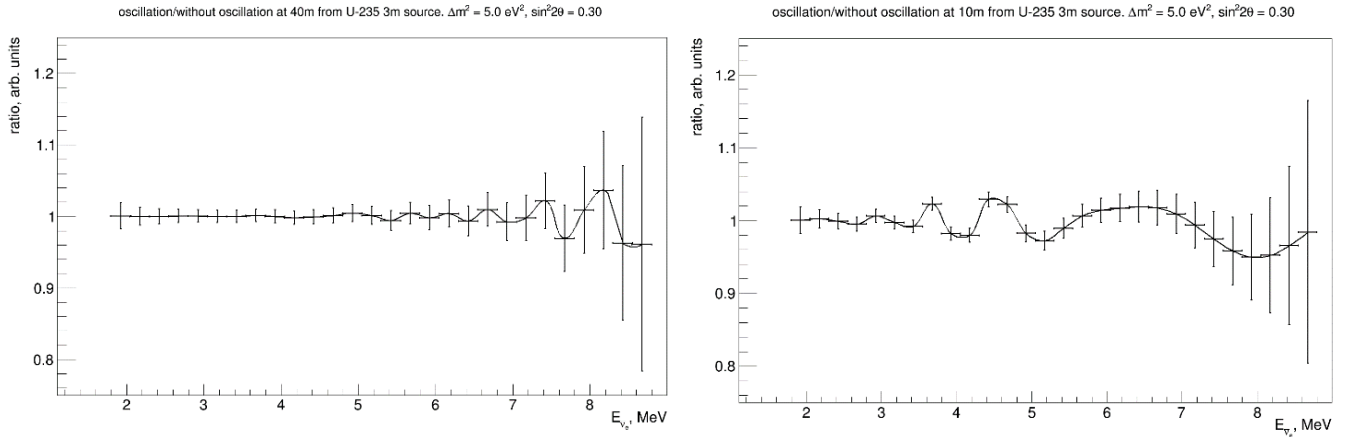


Figure 9. On the left is the ratio of antineutrino spectra at 40 meters from a ^{235}U source with a diameter of 3m in the absence of oscillations (blue line) and with oscillations with parameters $\Delta m_{14}^2 = 5 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.30$; on the right - the same at 10 meters.

From such a simple simulation, we can conclude that the observation of fast oscillations is possible at close distances from a small intense neutrino source. And the smaller the source, the greater the values of Δm_{14}^2 will be the sensitivity of the experiment, since when the size of the source is comparable to the oscillation period, which is determined by Δm_{14}^2 , the effect is significantly weakened. The optimal distance is determined by the energy range of the neutrino source. Thus, in the already mentioned reactor experiments Daya Bay [70], RENO[71], in which the observation is carried out at a considerable distance (550 and 1600 meters in Daya Bay and 294 and 1383 meters in RENO), the sensitivity to the parameter Δm_{14}^2 is limited by the value $\sim 0.3\text{-}0.5\text{eV}^2$. In the DANSS [72] and NEOS [71], experiments, in which the detectors measure the spectra at distances of 10.9 – 12.9m and 24m from the nuclear power plant reactor, respectively, the sensitivity for $\Delta m_{14}^2 > 5 \text{ eV}^2$ noticeably decreases. Under such conditions, one of the

optimal sources for observing neutrino oscillations to a sterile state is a research reactor. The compactness of the core of such reactors at a relatively high power creates conditions for measuring the antineutrino spectrum at a relatively small distance from the source, the dimensions of which will not have a significant effect on observation. However, carrying out measurements with antineutrinos at a short distance from a research reactor is associated with great difficulties, primarily due to the need for observation in a laboratory on the Earth's surface under the influence of both the reactor itself and a significant background associated with cosmic radiation.

In Chapter 4 a procedure based on formula (31) for searching for oscillation parameters from experimental data will be described in more detail. Here we briefly consider how to obtain the data necessary for such an analysis.

Based on what was said earlier, the task is reduced to registering a neutrino signal, determining where the corresponding interaction occurred, and measuring the energy of the neutrino. By registration, we mean the selection of an event related specifically to the interaction of a neutrino with the substance of the detector among other signals, since the cross section for the interaction of neutrinos is extremely small, even despite the large flux from the reactor, the number of registered signals associated with neutrinos is small compared to the background on the Earth's surface.

Registration of neutrinos in our detector occurs through the already mentioned reaction of inverse beta decay $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. A liquid organic scintillator with the addition of gadolinium is used as a target. The use of a liquid scintillator makes it possible to achieve target volumes sufficient for detecting neutrinos in the required amount. When an antineutrino interacts with a target proton, a positron and a neutron are born. After slowing down, the positron annihilates with the target electron, as a result of which two gamma rays with an energy of 511 keV are born, which scatter in opposite directions. The scintillation caused by the positron and gamma rays is recorded by the photomultiplier as one signal. The amplitude and charge of this signal can be used to determine the energy of the positron. The neutron produced in the IBD reaction is thermalized within $\sim 5 \mu\text{s}$ and is

captured by the gadolinium nucleus. The time of this capture is determined by the concentration of gadolinium and is $\sim 10^{-5}$ s. The gadolinium nucleus instantaneously ($\sim 10^{-12}$ s) emits 3–4 gamma quanta, which are also registered by the PMT by scintillation as one signal. Thus, when detecting neutrinos, two time-correlated signals are observed: a prompt signal from a positron and annihilation gamma-rays and a delayed signal from gamma-rays from the reaction $Gd(n,\gamma)$. The characteristic time between signals depends only on the concentration of gadolinium. Such a correlation of signals over time makes it possible to single out an event associated with IBD reactions among the majority of single uncorrelated signals that make up the main background. In addition, the energy of the antineutrino can also be restored from the energy of the positron, which is determined from the law of conservation of energy as $E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1.81 \text{ MeV} = E_{prompt} + (1.81 - 2 \cdot 0.511) \text{ MeV} = E_{prompt} + 0.78 \text{ MeV}$, where E_{e^+} is the positron energy, E_{prompt} is the energy of the prompt signal from the positron seen in the detector, and annihilation gamma rays from 511 keV. Strictly speaking, part of the neutrino energy goes into the kinetic energy of the proton, but this effect can be neglected. The scheme of registration of antineutrinos through the IBD reaction is shown in Figure 10 on the left.

However, among the selected pairs of signals, for which the difference in the registration time differs within the neutron capture time, it remains possible to accidentally coincide with two unrelated signals, which are also separated in time within the same limits. Such pairs of signals form a background of accidental coincidences. This background is determined by the total load of the detector, due to the natural radioactivity of the materials of the detector itself and materials around, cosmic radiation, as well as background radiation, one way or another associated with the operation of the reactor. To suppress this background, passive and active shielding are used, which will be discussed in the following sections. In addition to loading, the accidental coincidence background level depends linearly on the time interval in which the correlated signal must fall. This time is determined by the reaction that makes it possible to detect a thermal neutron. In the case of using the $p(n,\gamma)d$ reaction of neutron capture on a proton with the formation of a

deuterium nucleus and the emission of a subsequently detected gamma-ray quantum with an energy of 2.2 MeV, such a time can be $\sim 10^{-4}$ s, which is an order of magnitude higher compared to using gadolinium as an absorbent. It is precisely because of the large thermal neutron capture cross section that compounds with gadolinium are often used as additives in the scintillator of neutrino detectors, which can significantly reduce the time between the prompt and delayed signal. However, since gadolinium is a heavy metal, a high concentration of its compounds can lead to instability of the scintillator and precipitation of gadolinium.

In addition to the background of accidental coincidences, there is also a correlated background. The correlated background signals are also associated with the $Gd(n, \gamma)$ reaction, therefore they are also separated by the time interval between the neutron entering the detector and its capture by the gadolinium nucleus, and the initial event that causes both signals is not associated with a neutrino. Fast neutrons are the main source of the correlated background. When a fast neutron enters the detector, it slows down through elastic scattering on the target protons, as a result of which the recoil proton causes scintillation, which gives the first prompt signal. The thermalized neutron, as in the case of the IBD reaction, is absorbed, which gives a delayed signal. The scheme for registering a correlated event from a fast neutron is shown in Figure 10 on the right.

The origin of fast neutrons is due both to the background of cosmic radiation and to the operation of the reactor. More details about measurements of the background of fast neutrons and its suppression will be presented in Sections 2.4 – 2.6.

Let's move on to a description of the detector and its systems, which allow relative measurements of the spectrum of reactor antineutrinos at different distances: how neutrinos are detected, their energy is measured, and the interaction site is determined, and by what methods the background of accidental coincidences and the correlated background is suppressed.

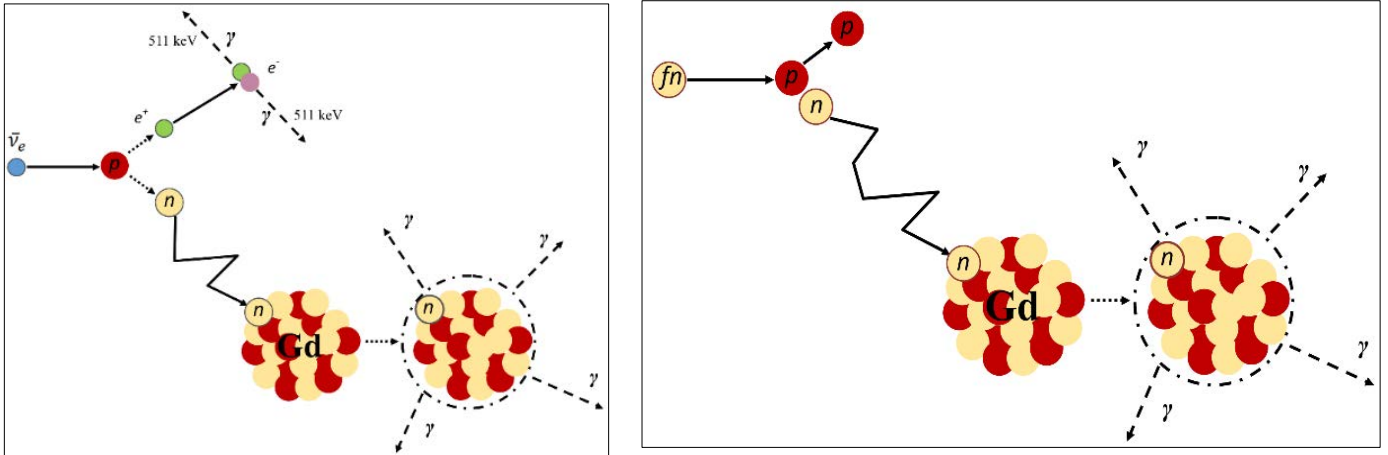


Figure 10. On the left is a diagram of the process of registering antineutrinos through the IBD reaction; on the right - a diagram of the event of a correlated background from the successive interaction of a fast neutron with the nuclei of hydrogen and gadolinium atoms.

2.2 Description of the detector

The following systems can be distinguished in the Neutrino-4 facility:

- Reactor antineutrino detector. Volume divided into sections and filled with liquid scintillator.
- Passive shielding. Serves for protection against neutron and gamma background.
- Active shielding (AS). The digitized AS signals are recorded in separate channels and are used in subsequent data processing to distinguish detector signals that are not related to cosmic radiation.
- Detector movement system. The detector moves inside the passive shielding on a rail.
- High voltage distribution system. The system allows you to set an individual high voltage for each PMT or active shielding element and monitor its stability.
- Data acquisition system. The signal from each PMT or active shielding element that exceeds the set threshold is digitized and recorded on the computer along with the registration time.

The scheme of the Neutrino-4 installation is shown in the Figure 11.

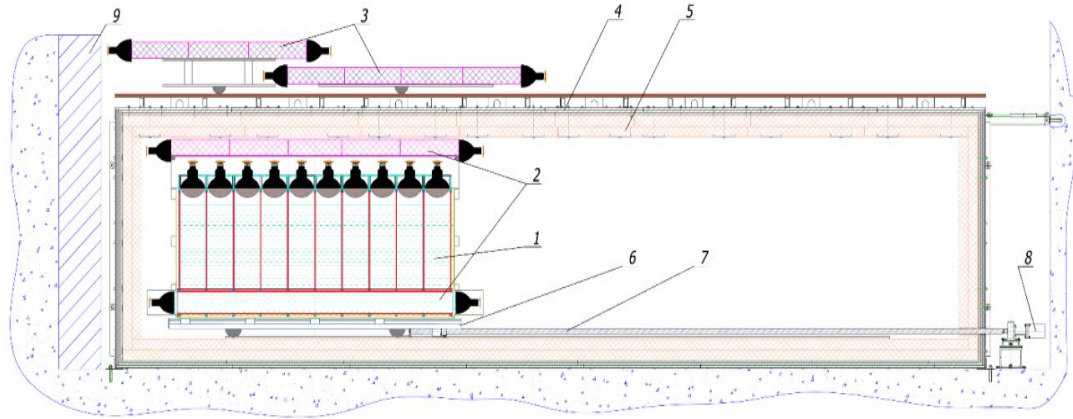


Figure 11. General scheme of an experimental setup. 1 – detector of reactor antineutrino, 2 – internal active shielding, 3 – external active shielding (umbrella), 4 – steel and lead passive shielding, 5 – borated polyethylene passive shielding, 6 – moveable platform, 7 – feed screw, 8 – step motor, 9 – shielding against fast neutrons made of iron shot.

Detector (1 on Figure 11) is an aluminum tank with dimensions of $245 \times 133 \times 124 \text{ cm}^3$ with a lid, divided into equal sections by a mirror assembly and filled with a liquid scintillator.

The basis for the scintillator was linear alkyl benzene (LAB). This compound has a high flash point, low reactivity, good light output, and is available for production in large quantities. Since gadolinium is used for neutron capture, an important advantage of LAB is the stability of its mixture with gadolinium compounds. The use of a gadolinium concentration of 0.1% makes it possible to maintain the stability of the scintillator and achieve a short thermal neutron capture time of $\sim 31 \mu\text{s}$. To achieve the required emission and absorption spectra, 2,5-diphenyloxazole (PPO) at a concentration of 3 g/l and 1,4-bis(2-methylsteryl) benzene (bis-MSB) at a concentration of 15 mg/l were also added to the scintillator. The light output of the final scintillator is 50% of the light output of anthracene. This scintillator was made by the Daya Bay Collaboration for their experiment and 3m³ were sold by Prof. Jun Cao for the Neutrino-4 experiment. Details about the production process and the study of the properties of this scintillator are described in [73]. Also, in [74] various options for the composition of a LAB-based scintillator are

considered. The emission spectrum of this scintillator when it is irradiated with light with a wavelength of 260 nm, taken from [73], is demonstrated in Figure 12.

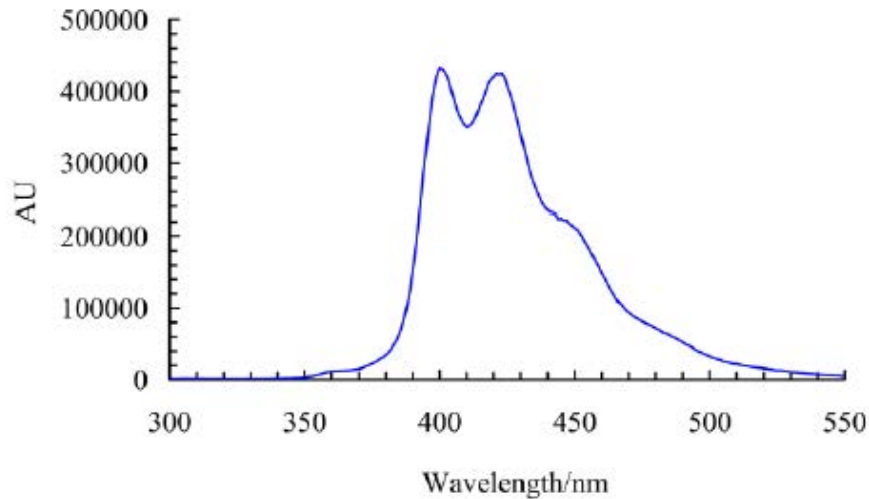


Figure 12. The emission spectrum of a gadolinium-doped scintillator from the Daya Bay collaboration [73] upon irradiation at a wavelength of 260 nm.

The already mentioned properties of the stability of the gadolinium concentration were tested for 500 days. The result of the check is shown in Figure 13 on the left, the same figure on the right shows the stability of the optical properties of the scintillator. As can be seen from the figure, the scintillator retains its properties for a long time.

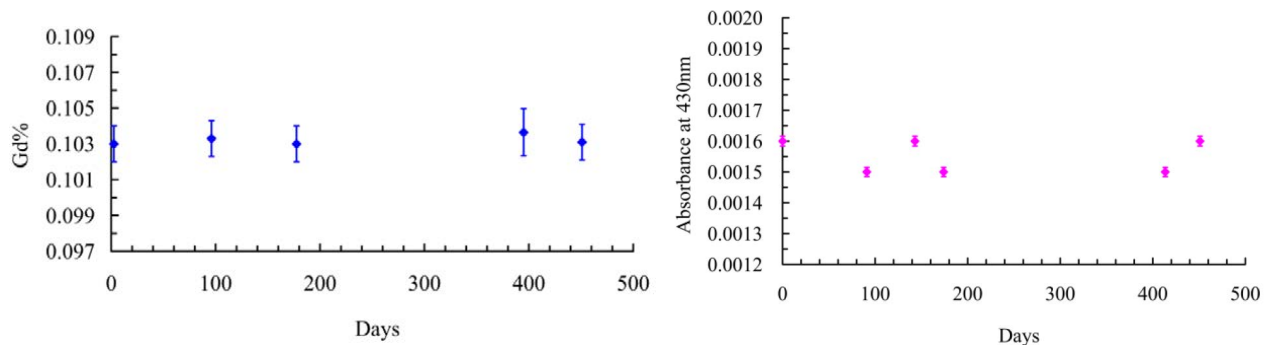


Figure 13. On the left, the concentration of gadolinium in the Daya Bay scintillator as a function of time; on the right is the time dependence of the optical absorption of the Daya Bay scintillator at a wavelength of 430 nm. Figures are taken from [73].

The disadvantages of this scintillator include weakly expressed properties of pulse shape discrimination. In [75] there is some difference in the shape of the signals from

heavy and light particles for a scintillator of similar composition (also based on LAB and the addition of PPO and bis-MSB, but without gadolinium), but in [76] it is shown that this difference is sufficient weak compared to the NE-213 scintillator..

The detector is divided by a solid horizontal mirror plane on both sides into two unequal parts that are not optically connected to each other. The lower volume (denoted as 2 from the bottom in Figure 11) 170 mm high is divided along the long side of the tank by a mirrored wall on both sides into two equal parts filled with the same scintillator. At the ends of the lower volume, transparent plexiglass portholes are made, PMT-49B are glued to them with the help of silicone oil, which are attached to the supporting structure. Two PMTs on each side look at each part of the lower volume. Both parts of the lower volume are optically unrelated and act as active shielding.

The upper volume of the detector (1 in Figure11) is divided by a special assembly into 50 (10 rows of 5 sections, the first row is closest to the reactor) identical vertical sections with dimensions of $0.225 \times 0.225 \times 0.75 \text{ m}^3$. On top of each section, a PMT Enterprise 9354 or Hamamatsu 5912 PMT is installed (in the first three rows and in the other seven, respectively). These PMT models are almost identical in their characteristics. The sections are filled with a scintillator to a height of 0.70 m. A layer of air remains between the scintillator and the PMT to equalize the light collection, which will be discussed in more detail in Chapter 3. All, both the inner and outer walls of the separating assembly are mirrored, made of aluminum-coated plexiglass. Thus, each section is a "well" with a mirrored bottom and walls, into which the PMT looks without immersion. The total volume of the scintillator in the upper part of the detector is 1.8 m^3 . The upper volume is intended for registration of antineutrinos. The division into sections makes it possible to determine, up to the size of the section, the place where the interaction of the antineutrino with the proton took place. In addition, sectioning provides additional criteria for selecting neutrino events according to the spatial distribution of signals characteristic of the IBD reaction, thereby suppressing the correlated background and the background of accidental coincidences during data processing. The first and last row of the detector is used as a

passive shield against fast neutrons and as a gamma catcher for annihilation gamma quanta. Thus, the volume of the scintillator used for measurements is 1.42 m³.

The detector is located on a cart (6 in Figure 11), that moves along the rails with the help of a drive system. In the original version, the movement of the cart was carried out through the rotation of the stepper motor (8 in Figure 11) of the screw (7 in the same figure) of the ball screw, the nut of which was fixed to the cart. Subsequently, this system was replaced by a manual winch, which was installed in place of the stepper motor. The position of the detector was monitored by a laser rangefinder installed in the same place. The positioning accuracy is 0.5cm. For measurements, the detector is moved to different positions at a distance that is a multiple of the section size. As a result, different sections measure the antineutrino spectrum at the same distances from the reactor, except for the edge positions at near and far distances.

The detector on the cart moves inside the passive shielding - the "house" (4, 5 in Figure 11). The shield surrounds the detector on all sides and consists of sheets of iron and lead to protect against gamma radiation, which are mounted on blocks of borated polyethylene, designed to suppress the background of thermal and fast neutrons. Cast-iron shot (9 in Figure 11) was placed between the house and the wall closest to the reactor as additional protection against background radiation from the reactor. The total weight of passive shielding (without shot) is 60 tons.

The active shielding of the detector consists of external (3 in Figure 11) and internal (2 in Figure 11) parts in relation to passive shielding. External protection detectors - "umbrella" are assembled from blocks of plastic scintillator with dimensions 50x50x12 cm³, 3 or 4 blocks in a row per one module. The blocks are glued end-to-end with silicone optical grease, and each module is wrapped in mylar and an opaque black film. Two PMT-49s are attached to the ends of the module with optical contact on each side. Six long and six short modules are mounted on two interlocked frames on wheels, which move inside the channels laid on the roof with the help of a manual winch. The umbrella moves separately from the detector, but in concert with the preservation of their

symmetrical relative position in any position of the detector. The internal core consists of the lower part, which was mentioned earlier, and the upper one, which is like an umbrella, with the only difference that the three modules of the inner core are made up of five blocks (the middle module is assembled from $50 \times 30 \times 12 \text{ cm}^3$ blocks), located on the detector cover and move with it. Active shielding operates according to the anti-coincidence scheme - with simultaneous (or with a set time delay) registration of signals in any of the AS modules and in the detector section, the signal in the detector is discarded. Such a system makes it possible to suppress the muon background of cosmic radiation and partially reduce the natural correlated background of fast neutrons associated with the interaction of high-energy muons with the nuclei of the elements of the detector itself and the materials surrounding it, in which fast neutrons appear.

High-voltage power supply for all detector's and active shielding's photomultipliers is provided through the high-voltage distribution system. The system consists of a high-voltage source, the voltage from which is supplied to a 50-channel distributor. From the distributor, the high voltage is distributed individually to each PMT. Management and control over the stability of the voltage set through the distributor is carried out from a computer to which the distributor is connected via an interface PCI card. This high voltage distribution system allows the gain of each photomultiplier to be individually adjusted and kept stable, making it possible to set all sections of the neutrino detector and active shielding modules in the same way. This system was developed in the WEM HEEP PNPI, its characteristics are presented in the Table 3.

Table 3. Characteristics of the high voltage distribution system.

Characteristic	Value
Voltage regulation	0...1500 V; 0.1%
Maximum current	0.5 mA
Current monitoring	0.1%
Voltage monitoring	0.1%
Stability (for 24 hours)	0.1%

To organize the power supply of the dynodes of all PMTs, active dividers are used, which were also developed in the RED HEPD PNPI. The use of active dividers makes it possible to achieve low current consumption and independence of the voltage on the dynodes from loading the PMT with signals.

To register and read signals from the detector, the CROS-3N system with time and amplitude processing of input information was developed at the RED HEPD PNPI. System was built using modern analog-to-digital converters, programmable FPGA logic and economical reading of information using high-speed serial data transmission, including a duplex optical channel. The structure of the CROS-3N system is shown in Figure 14. The system consists of three functional parts: front-end electronics (ASF48 module - digitizer), which performs amplitude-digital and time-digital primary data processing, formatting, buffering and reading electronics (CCB16 module - concentrator), as well as data accumulation electronics in the system buffer (module CBS-B).

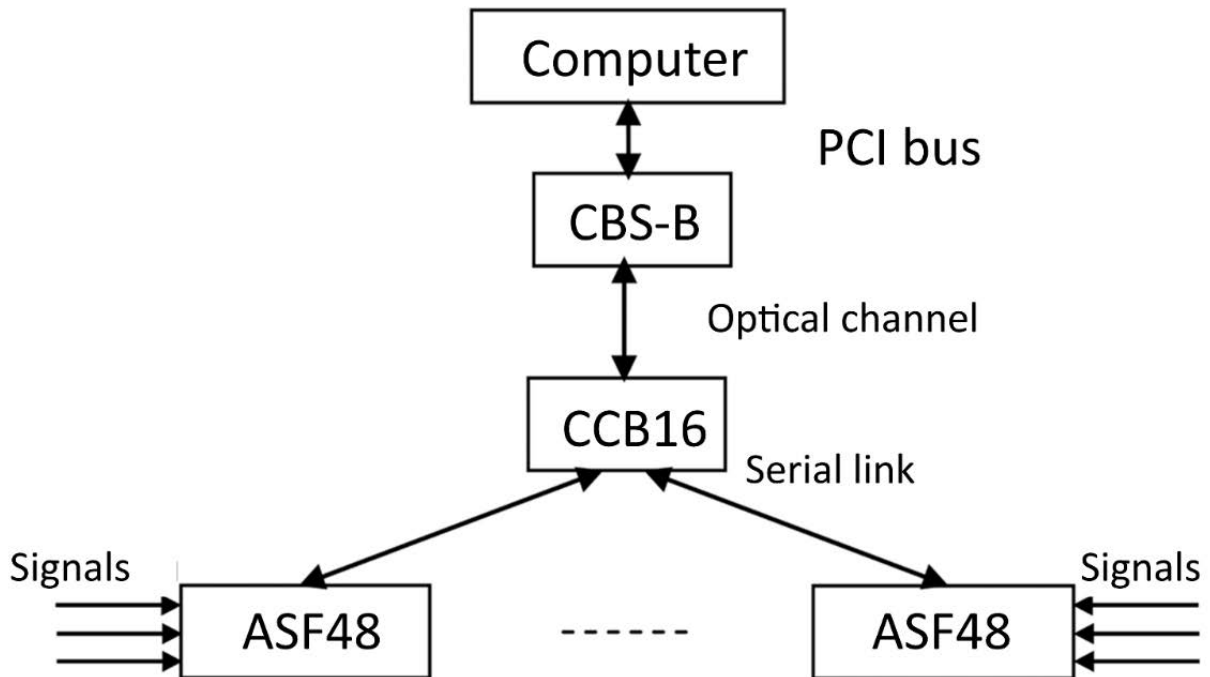


Figure 14. Structure of the CROS-3N system

ASF48 modules are located on the detector and contain 48 channels of primary information processing. The detector signals are fed to the inputs of the amplitude-to-digital (ADC) and time-to-digital (TDC) conversion. The two parallel streams are then

formatted into a single block for subsequent reading via a serial link. The internal programmable logic of the ASF48 module sets the time window during which the ADC and TDC of input data transformations are sampled. A simplified diagram of the ASF48 module is shown in Figure 15. The module is based on 8-channel 12-bit converters (Flash ADC) and an FPGA programmable logic chip.

The main characteristics of the ASF48 module are presented in the Table 4:

Table 4. Characteristics of the ASF48 module.

Characteristic	Value
Number of channels	48
ADC bit depth	12 bit
ADC frequency	65 MHz
Timer bit length	44 bits, 100 MHz (10 ns– 2 days.)
Transfer rate	100 Mb/s
Power supply	2.7 A/3.8 V/10.3 W

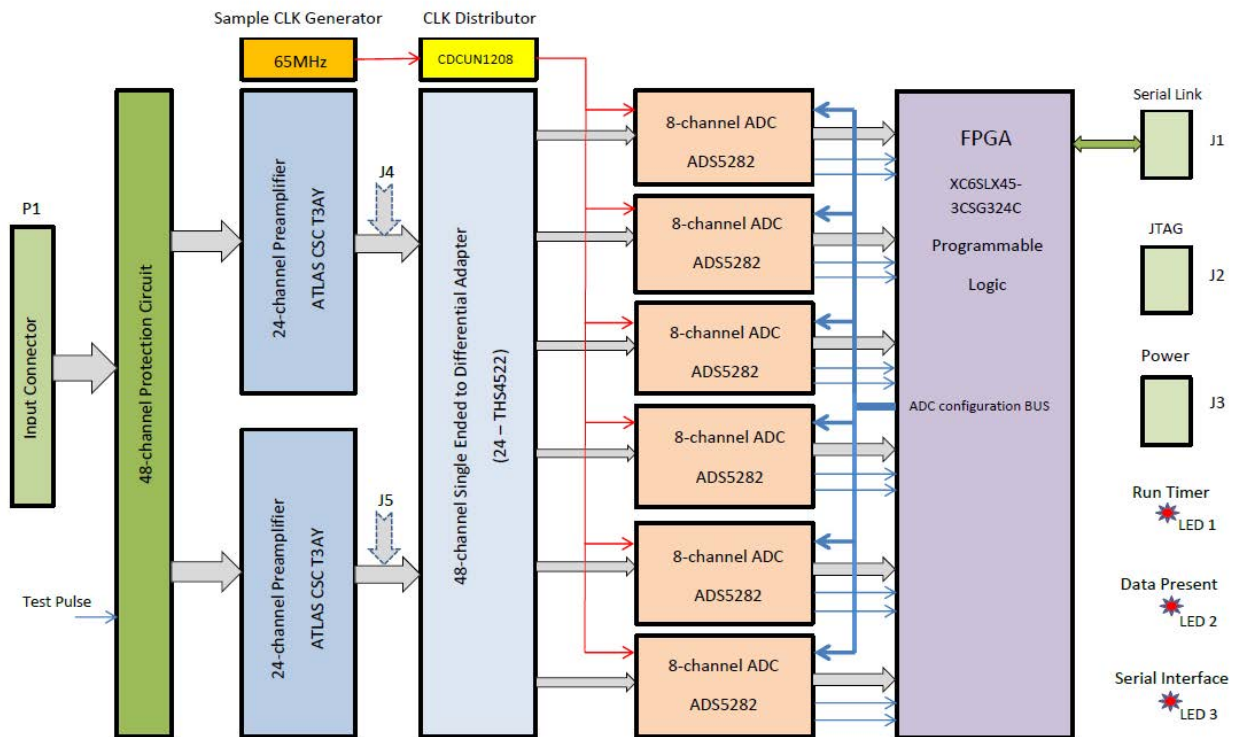


Figure 15. Simplified block diagram of the ASF48 module

The CCB16 module is located near the ASF48 modules, up to 16 ASF48 modules can be connected to the CCB16 module using bidirectional serial channels. The CCB16 module collects data from ASF48, forms a reading block and transmits data to the system buffer (CBS-B module) via an optical channel (up to 2 GB/s). Control constants and other service data can be loaded into ASF48 and CCB16 modules from the system buffer.

The CSB-B module is a standard PCI-32 card that provides data transmission over a duplex optical channel and data reading to a computer via the PCI/PCI-X bus. The module performs two main tasks: collecting and accumulating data for subsequent translation into a computer, as well as recording a block of control constants from a computer for subsequent translation into system modules. To work with the CROS-3N system, special software has been created for Linux OS, with the help of which the system is configured and managed.

In the Neutrino-4 experiment, the CROS-3N system operates in a mode with an internal trigger. In this mode, when the value of the digitized sample of the input signal in one of the digitizer channels exceeds the set threshold value, an internal trigger is generated. When a trigger fires, the trigger response time is recorded by an internal timer, a certain number of samples stored in a constantly updated memory area that preceded the trigger firing is recorded - the so-called offset and the subsequent recording of a certain number of samples after the trigger fires. Trigger thresholds are configured in the CROSS-3N program individually for each channel of each ASF48 module. Adjustable values of the number of offset samples (0-15) and the total number of samples to record (offset + samples after the trigger from 1 to 992) are set for all channels of the same module. Offset recording is necessary for further signal analysis to determine the zero level. The internal timer operates at a frequency of 100 MHz, that is, the difference in the response time of the two triggers can be set to an accuracy of 10ns. The scheme of operation of the CROS-3N system in the mode with an internal trigger is shown in the Figure 16.

The installation of the data acquisition system was made by V.G. Ivochkin, N.V. Gruzinsky, A.O. Polyushkin and A.V. Vasiliev. Tuning and technical support of all electronic systems was carried out by V.G. Ivochkin.

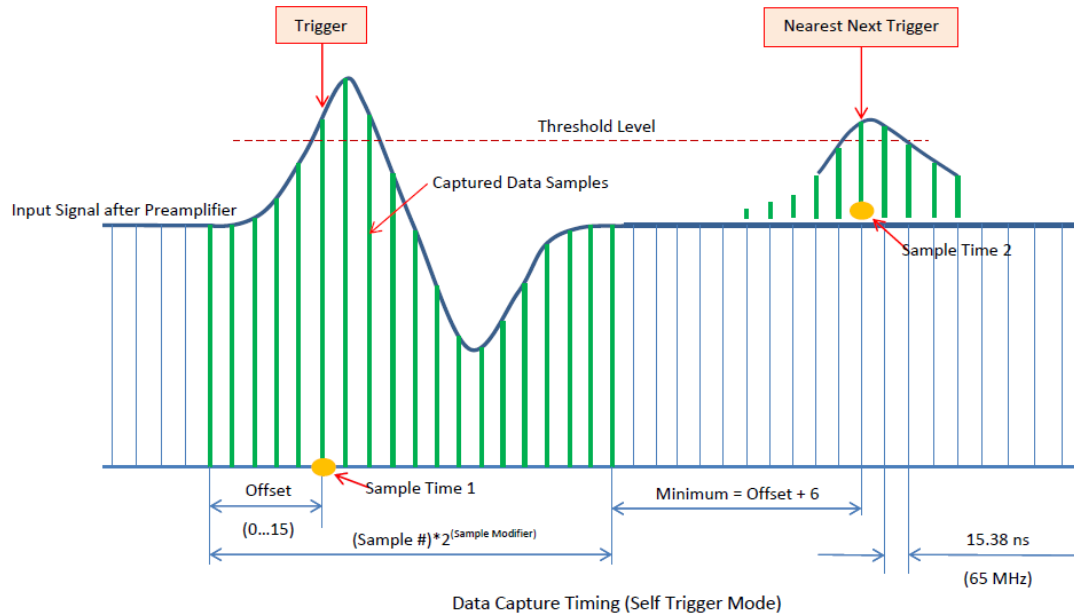


Figure 16. The scheme of operation of the CROS-3N system in the mode with an internal trigger.

So, by sending signals from each PMT detector to a separate CROS channel, we have all the necessary information at the output: the time of the event, the place – section in which the signal was registered, and the digitized signal itself, by which the amplitude, charge and pulse duration can be determined. Also, CROS receives signals from each plate of the internal AS and signals from two parts of the "umbrella". All data received by CROSS-3N is written to a file for further processing.

2.3 Data processing

At the first stage, the data file is read, the parameters of each event are determined: time, channel number, signal amplitude, taking into account the zero level. Events that can be attributed to the signals of active shielding are determined by the channel number and

amplitude. At the next stage, the signals of non-prohibited AS are selected. More details about the criteria for this selection will be described in section 2.6.1. Further, the selected events are grouped by time: signals registered in the range from 0 to 200ns (characteristic pulse duration on the basis) are considered simultaneous. In this way, events that can be connected by a single cause and consist of both one and several signals in different channels of the detector are highlighted. The time of the first signal is attributed to such an event.

Then there is a search for correlated pairs of events already among the grouped simultaneous ones. The very first recorded event is considered as a potential signal from the positron and gamma quanta - a prompt signal, then a window opens to search for the second event. Hereafter, the words signal, and event are used as synonyms, unless otherwise specified. The width of the window is selected in such a way as to detect the second correlated signal with a probability close to 1. If τ is the "lifetime" of a thermal neutron in a scintillator before capture by the nucleus, then the number of neutrons captured at time t will depend on time as $N \sim e^{-t/\tau}$. The "lifetime" of a thermal neutron in a scintillator, as noted earlier, depends only on the concentration of the absorber nuclei. So, within a time interval of 3τ with a 95% probability of capture will occur. If at the same time you choose the width of the window 9τ , then by the number of time-paired events that are separated by an interval from 6τ to 9τ , you can estimate the background of accidental coincidences. The number of accidental coincidences is proportional to the time interval, and the probability of detecting a second signal does not depend on time, so there are as many accidental coincidences in the range of $6\tau - 9\tau$ as there are from 0 to 3τ , and there are practically no correlated signals anymore. When selecting correlated events, additional conditions are used for the amplitude and spatial distribution of the signals that make up the event, which are superimposed on the prompt and delayed events. More details about the criteria for this selection will also be described in section 2.6.3. If a second signal is detected in the time window $(0 - 9\tau)$, the correlated event is recorded, the next signal is considered prompt and the search in a new time interval of 9τ is repeated. If there is no

second signal in the window, that is, the next event in time occurs later than 9τ , then the first event is discarded, and the second is considered prompt and the search is repeated. So sequentially, going through all the events in chronological order, all correlated pairs of events are highlighted. If an event consists of several signals of individual detector channels, then their energies are added up, and this total energy is considered the energy of the entire event, and the detector section in which the event occurred is the one where the maximum amplitude signal was registered. Based on the selected events, two sets of energy spectra of events are constructed that meet all the selection criteria – the spectra of prompt signals that occurred in one row of sections, for which the delayed event occurs in the interval $0 - 3\tau$, and the spectra of prompt signals that also occurred in any of the sections of the same row, with a delayed signal in the interval $6\tau - 9\tau$. The first set is the total spectra of correlated and accidental signals of each detector row, the second is the spectra of only accidental coincidences. The spectra are normalized for the time of the data set. For each row, subtracting the second from the first spectrum, we obtain the final spectrum of prompt signals of only correlated events in this row. Such spectra are collected when the reactor is running (reactor ON) – both IBD and background signals from fast neutrons fall into the spectra, and during the shutdown of the reactor (reactor OFF), then only the background spectra are measured. The final result is the differences between the time-normalized spectra measured with the reactor running and the background spectra obtained for each row at each detector position.

2.4 Location of the experiment

A model-independent solution to the problem of searching for the fourth neutrino with a mass of $\sim 1\text{eV}$ requires not only a positionally and energetically sensitive detector, but also, as can be concluded from Section 2.1, imposes conditions on the neutrino source. As it has been shown, a high-power research reactor is one of the optimal neutrino sources just

for the implementation of the relative measurement method in the task of searching for a light sterile neutrino. The SM-3 reactor has a very compact core at high power, but to carry out measurements of neutrino spectra in the background conditions accompanying such a source, it is necessary to prepare a laboratory room.

2.4.1 SM-3 reactor

The SM-3 research reactor is a tank-type high-flow water-water nuclear reactor with an intermediate neutron spectrum. The main advantage of the SM-3 reactor is a compact core ($42 \times 42 \times 35 \text{ cm}^3$) with a high thermal power of the reactor of 90 MW. The scheme of the reactor and the cartogram of the core are shown in Figure 17. The main characteristics are listed in Table 5. The figures and characteristics are taken from [77, 78].

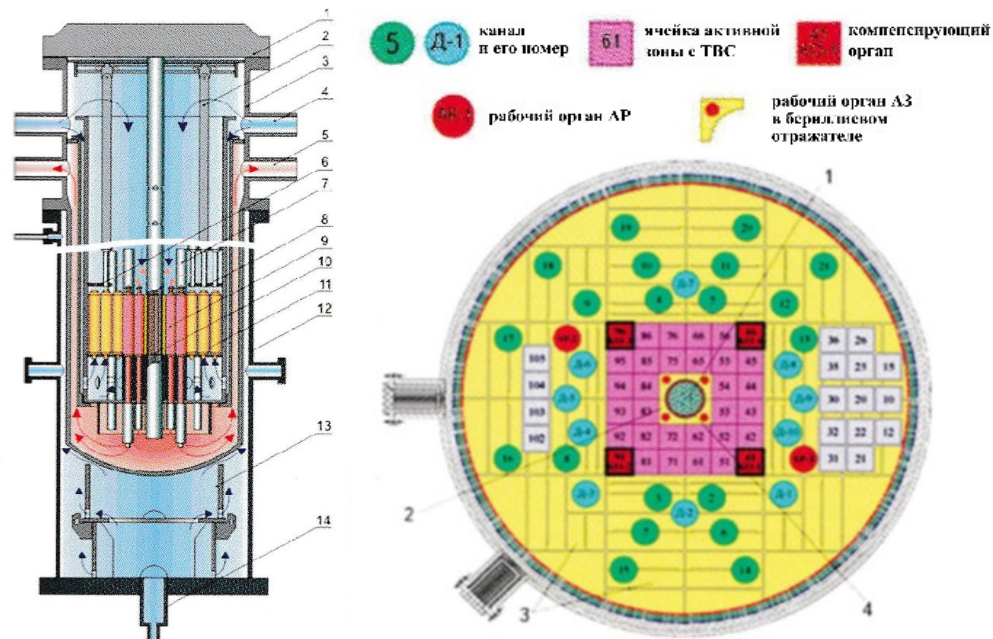


Figure 17. On the left is scheme of the SM-3 reactor: 1 – cover; 2 – overload mechanism; 3 – SM-3 vessel; 4 – inlet pipe; 5 – outlet pipe; 6 – small unloading area; 7 – CE tube; 8 – large unloading area; 9 – fuel assembly; 10 – central high-flow area; 11 – beryllium reflector; 12 – SM-2 tank; 13 – SM-2 thermal protection; 14 – inlet pipe of the cooling system of the interbody space. On the right is a cartogram of the SM-3 core: 1 – neutron trap; 2 – beryllium inserts; 3 – beryllium reflector blocks; 4 – central compensating tool.

Table 5. Characteristics of the SM-3 reactor.

Characteristic	Value
Maximum power	100 MW
Average neutron energy	0.1 eV
Maximum density of thermal neutron flux	$5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Maximum density of fast neutron flux	$2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Size of the active zone	420x420x350 mm ³
Moderator	Water
Coolant	Water
Reflector	Beryllium
Fuel	UO ₂ , 90% enrichment
Average energy release density	2 MW/l

The active zone is surrounded by a beryllium reflector, a neutron trap is placed in the center of the zone. Uranium-235 dioxide with high enrichment (90%) is used as fuel. The reactor is cooled by forced circulation of water under pressure up to 4.9Mpa in the primary circuit. The trap, the core and the reflector provide locations for irradiated materials for a wide range of materials science tasks and an extensive isotope program. The reactor operates in the following mode: two microcampaigns lasting 10-14 days and stops between them for up to 2 days for overload, after the completion of the second microcampaign, a stop for 5 days follows. Once a year, for one month, scheduled preventive maintenance is carried out, during which the reactor is stopped, and every two years, the vent center is additionally repaired for a duration of 2 weeks.

In addition to radionuclide products for industrial or medical use, isotopes are produced at the SM-3 reactor, including for experiments on the synthesis of new superheavy elements [79], and a ⁵¹Cr neutrino source was developed at this reactor for the BEST experiment [80].

Initially, the SM-3 reactor with a maximum capacity of 100 MW was created for conducting both beam and loop experiments. The five rooms into which the neutron beams were withdrawn were separated by concrete walls 1 meter thick. This made it possible to

conduct experiments with neutron beams without affecting the background conditions for neighboring installations. Subsequently, the main program of experiments was aimed at work related to irradiation in the center of the reactor core. Over 25 years of operation, significant fluence has been accumulated on the reactor vessel, which necessitated its replacement. The simplest solution was to install a new housing in the old reactor tank without articulation with horizontal channels. But this decision led to the fact that the center of the core became 67 cm higher relative to the previous position. As a result, horizontal channels were no longer used, and priority was given to loop installations. The neutron flux at the site of the former beamline channels was reduced by 4 orders of magnitude, which, accordingly, led to a decrease in the neutron background (thermal neutrons) to $4 \cdot 10^{-3} \text{ n}/(\text{cm}^2 \text{ s})$ in the former rooms of the beamlines. And this is several orders of magnitude lower than the neutron background, which, as a rule, happens in similar halls of research reactors.

The layout of the antineutrino detector on the SM-3 reactor is shown in Figure 18.

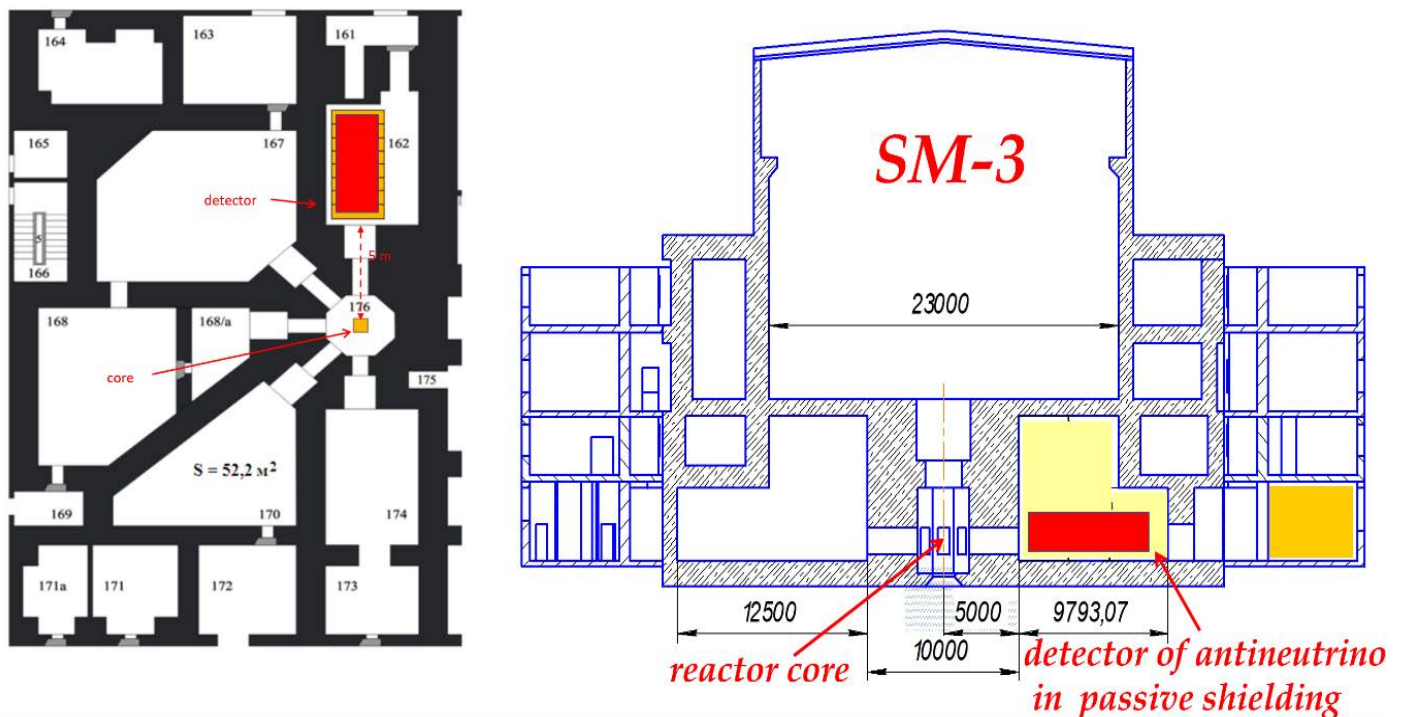


Figure 18. Location of the antineutrino detector on the SM-3 reactor.

2.4.2 Room preparation

The neutrino laboratory for searching for oscillations was equipped in room 162. Next to this room there is only one room in which work is being carried out on a loop installation, and as noted earlier, both rooms are separated by a thick concrete wall. In addition, an important advantage of room 162 specifically for the oscillation search experiment is the ability to position the detector close to the core and measure the spectrum of reactor antineutrinos over a wide range of distances (6-12 meters).

The installation of experimental equipment was preceded by large-scale preparation of the room [81, 82]. At the first stage of preparation, measurements of the muon flux of cosmic radiation, gamma-ray spectra, thermal and fast neutron fluxes were carried out at different points of the room and at different reactor power. A detector based on a NaI(Tl) crystal with a photoelectron multiplier was used as a gamma spectrometer. This detector was also used to measure the inhomogeneity of the muon background due to the uneven distribution of building materials. A calibrated proportional ^3He counter was used to measure the thermal neutron flux. The fast neutron flux was measured by the same proportional counter, which was placed in a protection made of polyethylene and borated rubber. The outer layer of rubber absorbs thermal neutrons (a 3mm layer of rubber with 60% boron content suppresses the flow of thermal neutrons by 2 orders of magnitude), and the inner layer of protection made of polyethylene without the addition of an absorber slows down fast neutrons to thermal speeds for subsequent registration in the ^3He detector. All measurements of background conditions at the stages of preparation before the installation of passive shielding were carried out by V.G. Zinoviev.

To convert the counting rate of the proportional ^3He detector (c^{-1}) into units of flux density, both detectors were calibrated using a standard MKS AT6102 detector. For calibration, the ^3He detector and the MKS were placed close to each other at a distance of 3m from the Pu-Be neutron source.

The manufactured thermal and fast neutron detectors had a sensitivity two orders of magnitude higher than the standard MKS detector. These detectors were used to make measurements in low background conditions. The neutron background was evaluated, first before the changes with the door of the former neutron channel (before the modification of the slide gate device), then after the modification and, finally, after the installation of passive shield of the neutrino detector.

The measurements showed significant and inhomogeneous fluxes of both thermal and fast neutrons $\sim 10^{-3}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ and $\sim 10^{-2}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ within the room, respectively, as well as their dependence on the reactor power. The main source of the background of both fast and thermal neutrons is the devices of the former neutron beamline.

The gamma background also depends on the state of the reactor, especially in the energy range 3-8 MeV from the gamma quanta of the $\text{Fe}(n,\gamma)$, and from 1 MeV and higher near the slide gate due to the induced activity of the neutron guide collimator parts. Another source of constant gamma background, which does not depend so much on the power of the reactor, is the unavoidable contamination of the floor with isotopes ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{124}Sb . Therefore, in order to reduce the background level before placing the laboratory, it was necessary to fill the floor with heavy concrete and reconstruct the slide gate device, taking into account the presence of three types of radiation – lead is needed to suppress gamma radiation, as well as a moderator and a neutron absorber.

The collimator of the neutron guide was removed from the slide gate, which was then plugged with a steel plug. All the free space of the slide gate device was laid with lead bricks. As a result, the gamma background in the energy range of 1-10 MeV in the area of the gate device decreased by 10-15 times. As a combined protection to suppress the backgrounds of fast and thermal neutrons, a wall of paraffin (moderator) bricks with the addition of boron carbide (absorber) was built immediately behind the gate device, to which sheets of borated rubber were additionally attached.

As a result of the reconstruction of the slide gate device, the thermal neutron flux decreased by ~ 29 times to the level of $\sim 10^{-4}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ [81]. The dependence on the reactor

power decreased by 5 times. Before the reconstruction, the ratio of flows at the reactor power of 90 MW and 0 MW was 10 times, after the reconstruction – 2 times. The dependence of the thermal neutron flux on the distance to the gate device has also been preserved. The flux of fast neutrons after the modernization of the gate decreased by 7-10 times and reached the level of $10^{-3}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$, which practically corresponds to the natural neutron background on the Earth's surface caused by cosmic radiation. In addition, the dependence of the fast neutron flux on the reactor power remained within $(5 \pm 2)\%$ (Figure 19 [82]), which is an important result for conducting an experiment related to the registration of antineutrinos from the reactor. Filling the floor with heavy concrete suppressed the gamma background in the energy range of 0.7-2.7 MeV (background from ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{124}Sb) by 4 times.

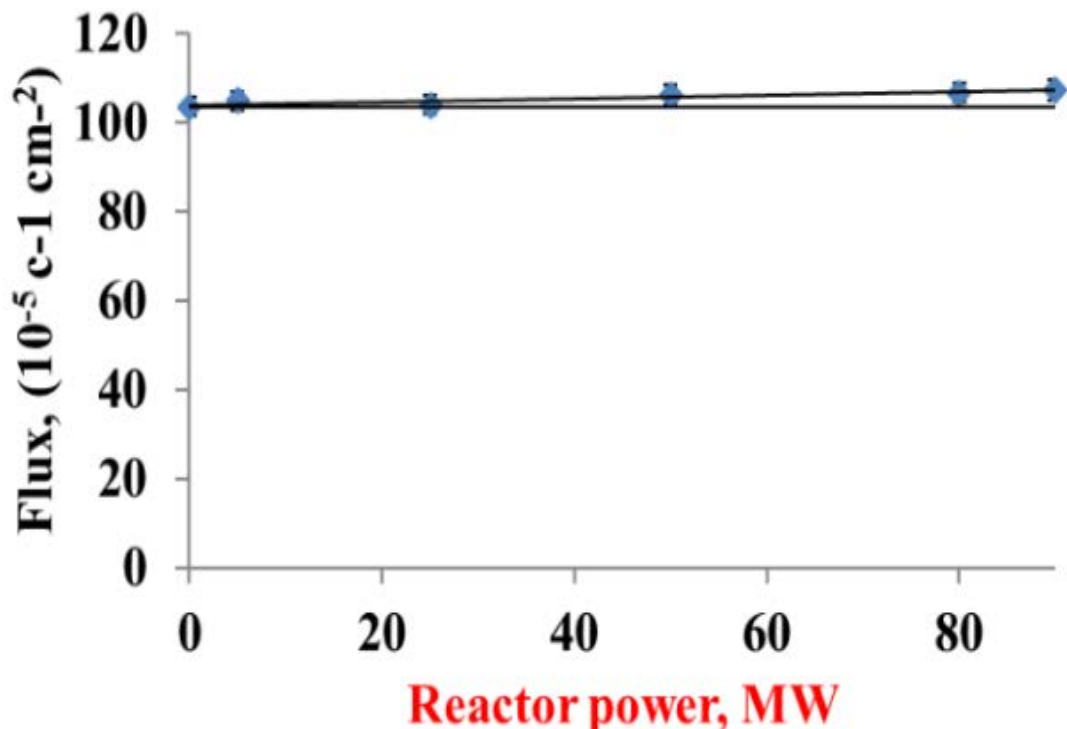


Figure 19. Neutron flux (at the reactor wall, that is, at a distance of 5.1 m from the reactor core) depending on the reactor power.

Nevertheless, the dependence of the intensity of gamma radiation from energies 3-8 MeV on the reactor power, which is associated with the emission of hard gamma quanta from the $\text{Fe}(n,\gamma)$ reaction, has been preserved. Together with the residual influence of the

reactor on the fluxes of thermal and fast neutrons, this leads to the fact that in order to conduct a neutrino experiment at a research reactor, the detector must be placed in passive shielding to protect against background.

Measurements with a 5cm thick lead protection model showed the possibility of attenuation of background gamma radiation in the range of 1.5-7.2 MeV by 4.5 times. The influence of lead on the flow of fast neutrons, which are generated by the interaction of muons of cosmic radiation with nuclei of heavy elements, was also studied. To do this, the background flux was measured with a fast neutron detector at the same reactor power in a 5 cm thick lead shield and without it. In shielding, the fast neutron flux increased by 2 times. Therefore, borated polyethylene, which serves as a protection against thermal and fast neutrons, should be an inner layer with respect to lead. Further investigation of the background conditions already inside the passive shielding is described in the next section.

The passive shielding scheme of the "house" is shown in Figure 11 in the previous section. As follows from the preliminary measurements of the background conditions in the laboratory room and the study of the fast neutron count by a detector surrounded by lead, comprehensive protection of the neutrino detector is required, and not only the composition of the protection is important, but also the relative location of materials shielding various types of radiation. Therefore, passive shielding is assembled from 1x2 m steel plates with a thickness of 10 mm, which are the frame of the house. 6 lead sheets with a thickness of 10 mm are attached to the plates, and borated polyethylene plates with a thickness of 16 cm are attached to the walls from the inside. The total weight of passive shielding is 60 tons, the volume of borated polyethylene is 10 m³. The dimensions of the area protected by the house are 2x2x8m³. The house in the process of assembly and assembled is shown in Figure 20. Inside the passive shielding is a platform with an antineutrino detector, which can move along rails in the range 6 – 12 m from the center of the reactor. You can go down the stairs to the house through the roof if you remove the upper modules of the house. For installation work and access to the inside of the house, a crane with a lifting capacity of up to 2 tons is equipped in the room.

The main hall and the room of the neutrino laboratory are connected through a hatch in the ceiling of the room. The detector is loaded into passive shielding from the main hall through this hatch; for this, an overhead crane of the main hall is used. Figure 21 shows the house from the inside, in which the rail track, trolley, feed screw and detector are installed (on the left is a prototype for 16 sections, on the right is a full-scale detector).



Figure 20. Top: left – passive shielding assembly, right – passive shielding roof; bottom – passive shielding from the outside.

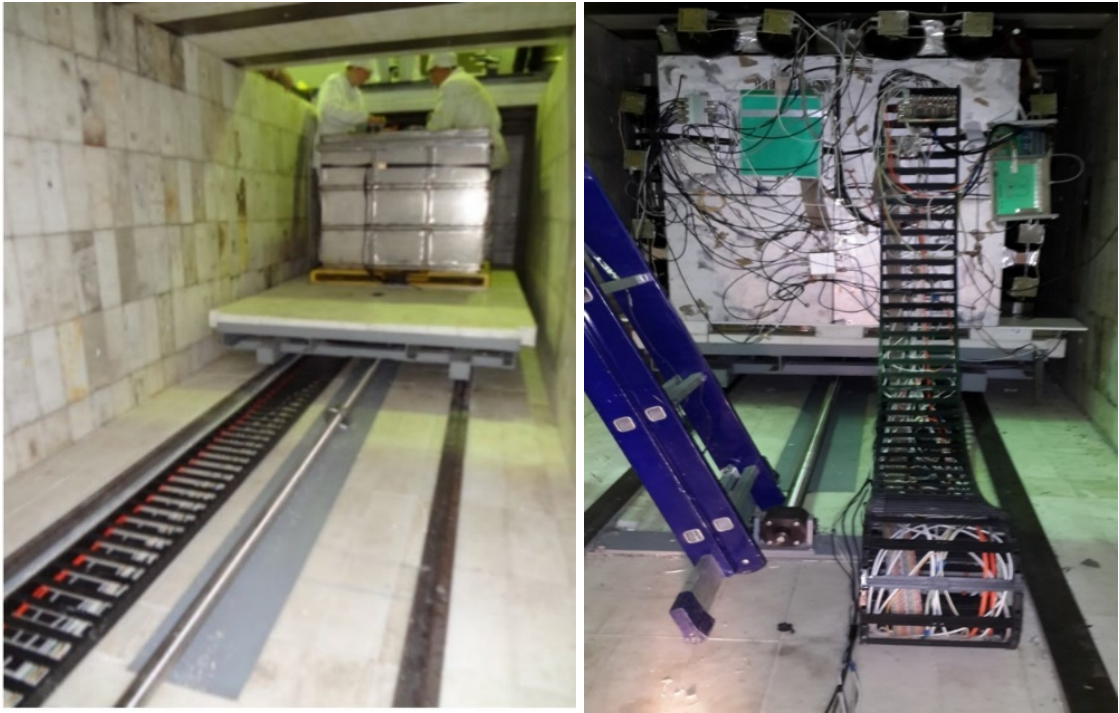


Figure 21. General view of passive shielding: inside. On the left is the detector model. On the right is a full-scale detector

2.5 Measuring background conditions inside the shield

After the installation of passive shielding, the same detectors (proportional ^3He counters and NaI(Tl) gamma spectrometer) carried out detailed measurements of gamma spectra and fluxes of fast and thermal neutrons inside the house at different distances with the reactor running and shut down.

2.5.1 Gamma radiation background

Gamma quanta do not lead to the appearance of correlated signals, but they are the source of the accidental coincidences background, which must be subtracted, which negatively affects the statistical accuracy (for more details, see Section 2.6.3). The purpose of using passive shielding is to suppress the gamma background. But, besides this, it is

important to reduce as much as possible the background inhomogeneity over the distance from the reactor, and the dependence of its intensity on the reactor power. The strong dependence of the background on the distance or power of the reactor can be the cause of a large statistical spread in the estimated number of registered neutrino events.

After installing the passive shielding, detailed measurements of the gamma background inside the shield were carried out to determine the actual operating conditions of the detector. Gamma radiation from the isotopes ^{60}Co and ^{137}Cs inside the passive shield was reduced by an average of 4.6 times, from the $\text{Fe}(n,\gamma)$ reaction by an average of 3 times. The installation of passive shielding made it possible to practically suppress the background of gamma radiation from the reactor to the level of the residual background of radioactive contamination. Thus, the dependence of the gamma spectrum on the position of the detector and the power of the reactor was significantly reduced. Figure 22 shows the spectra measured inside the shield along the path of the detector at distances of 6.28 m, 8.38 m, and 10.48 m from the reactor [81]. As can be seen, there are no noticeable differences in the shapes of the spectrum.

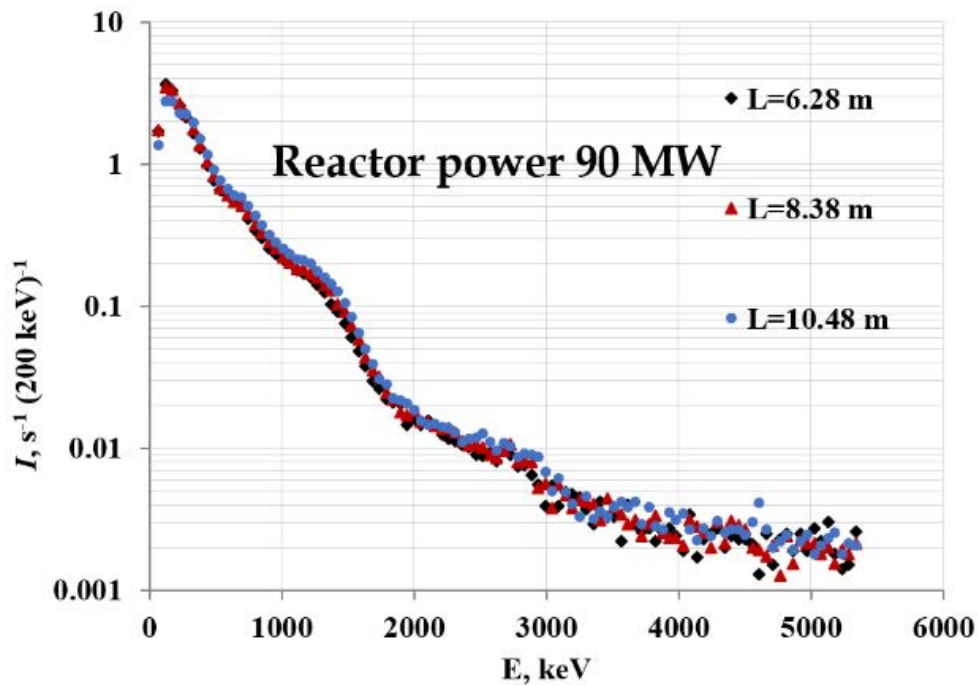


Figure 22. The spectrum of gamma radiation inside the passive shield at a reactor power of 90 MW, distances from the center of the reactor 6.28, 8.38, 10.48m.

The dependence of the spectrum of background gamma radiation on the power of the reactor at the detector position closest to it is shown in Figure 23 [83]. The difference between 90 MW and a shutdown reactor in the region above 1.5 MeV is suppressed from 22 times (measured after the protection was installed outside on its roof near the reactor wall) to only ~30%. Nevertheless, a residual dependence is observed in this energy range, so the measurement of the background of accidental coincidences with its subsequent subtraction must be done at each position of the detector.

Thus, the installation of passive shielding makes the conditions of the residual gamma background satisfactory for measuring antineutrino spectra.

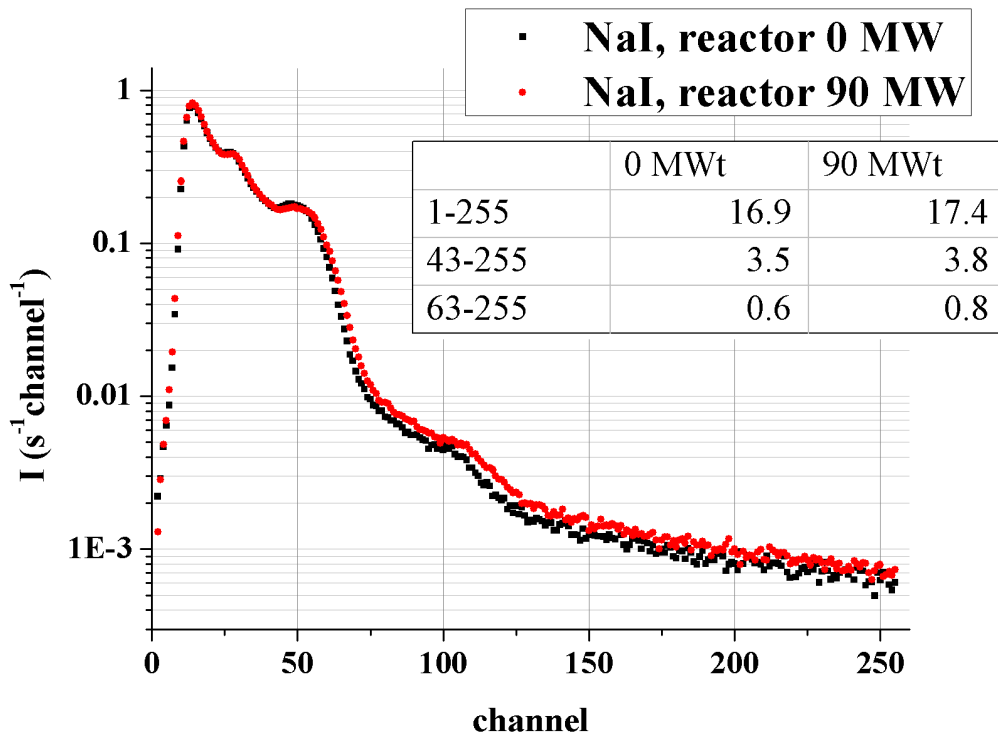


Figure 23. Spectra of the gamma background with the reactor turned on and off.

2.5.2 Estimation of fast and thermal neutron fluxes

As was shown in Section 2.4.2, after the reconstruction of the sliding device of the former neutron channel, both the thermal and fast neutron fluxes were significantly

reduced almost to the level of the natural background due to cosmic radiation. The dependence of these fluxes on the reactor power was also significantly suppressed.

The background of thermal neutrons in the context of the search for correlated signals from the IBD reaction is like the gamma background in its influence, that is, it is the cause of the background of accidental coincidences. Fast neutrons are the source of the correlated background. This significantly distinguishes fast neutrons and makes them the most dangerous background component, since it does not allow any selection to separate events in the detector associated with fast neutrons from neutrino events. The spectrum of the natural component of the background of fast neutrons associated with cosmic radiation is measured during the shutdown of the reactor and subtracted. The high level of this background in relation to the level of the effect, registered IBD events, also leads to a large statistical error and the need for long-term data accumulation. But fast neutrons from the reactor not only cannot be distinguished from antineutrinos (some ways to isolate signals from antineutrinos will be discussed later), but their spectra cannot be measured separately. In this regard, the task of suppressing fast neutrons from the reactor with protection to a level significantly below the level of the expected effect becomes extremely important.

Measurement of the background of thermal neutrons in passive shielding showed that the shielding factor for this type of radiation was 53. Outside the passive shielding on the roof of the house, the thermal neutron flux with a reactor operating at a power of 90 MW near the reactor wall is $(17.7 \pm 1.2) \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, and inside the shield also near the reactor wall – $(0.34 \pm 0.07) \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [81].

Inside the passive shield, the fast neutron flux was measured in two modes. In the first mode, the influence of the reactor was determined. To do this, measurements of the fast neutron flux inside the passive shield were carried out at the point closest to the reactor with the reactor running and shut down. Both measurements lasted 10 days. With the reactor turned on, the flow was $(5.54 \pm 0.13)10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, with turned off $(5.38 \pm 0.13)10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, that is, with an accuracy within 2.5%, $(0.16 \pm 0.13) 10^{-5} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ there is no difference [81].

The second mode was intended for direct measurement of the background of fast neutrons inside the passive shielding along the path of the neutrino detector. To do this, the fast neutron detector was installed on top of the neutrino detector and moved along with it in the neutrino channel from 6.25 m to 10.5 m from the reactor. The results of measurements with the reactor on and off are shown in Figure 24. Within the limits of statistical accuracy, there is no difference between the fast neutron flux when the reactor is running and when it is stopped. It also doesn't depend on distance. In these measurements, the background level was $(8.5 \pm 0.1)10^{-5} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, which is somewhat higher than the background measured at the point closest to the reactor. The difference can be explained by the different location of the detector in relation to the neutron flux, the detector was in a vertical position near the reactor wall, and in a horizontal position on top of the neutrino detector. It should be noted that passive shielding makes an additional contribution to the neutron background, since cosmic radiation muons interact with the shielding material. However, the suppression factor for the fast neutron flux by the passive shield is 12 times, and as a result, with a fast neutron flux outside the passive shield at a level of $10^{-3} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, the flux inside the passive shield turns out to be $(8.5 \pm 0.1)10^{-5}$ [81].

A more accurate estimate of the fast neutron flux from the reactor inside the passive shield can be made using the passive shield's fast neutron flux suppression factor, which is 12 times. Then the excess of the flux of fast neutrons over the level of the cosmic background at the full power of the reactor inside the passive shield is $(0.38 \pm 0.15)\%$. Thus, at a signal/background ratio of 0.5, the contribution of fast neutrons from the reactor to the ON-OFF neutrino signal can be $(1.1 \pm 0.45)\%$. This is not a problem for the measured data, especially since this background cannot be oscillatory.

As a result, we can draw the most important conclusion that the background of fast neutrons is practically independent of the operating mode of the reactor and is determined by neutrons that appeared because of the interaction of cosmic radiation muons with the substance surrounding the detector. Thus, the background of fast neutrons from the reactor is suppressed to a level significantly below the level of registration of IBD events and will

not affect the difference between the spectra when the reactor is on and off. Confirmation of this, following from the analysis of the spatial distribution of signals, will also be presented in the Section 2.6.3.

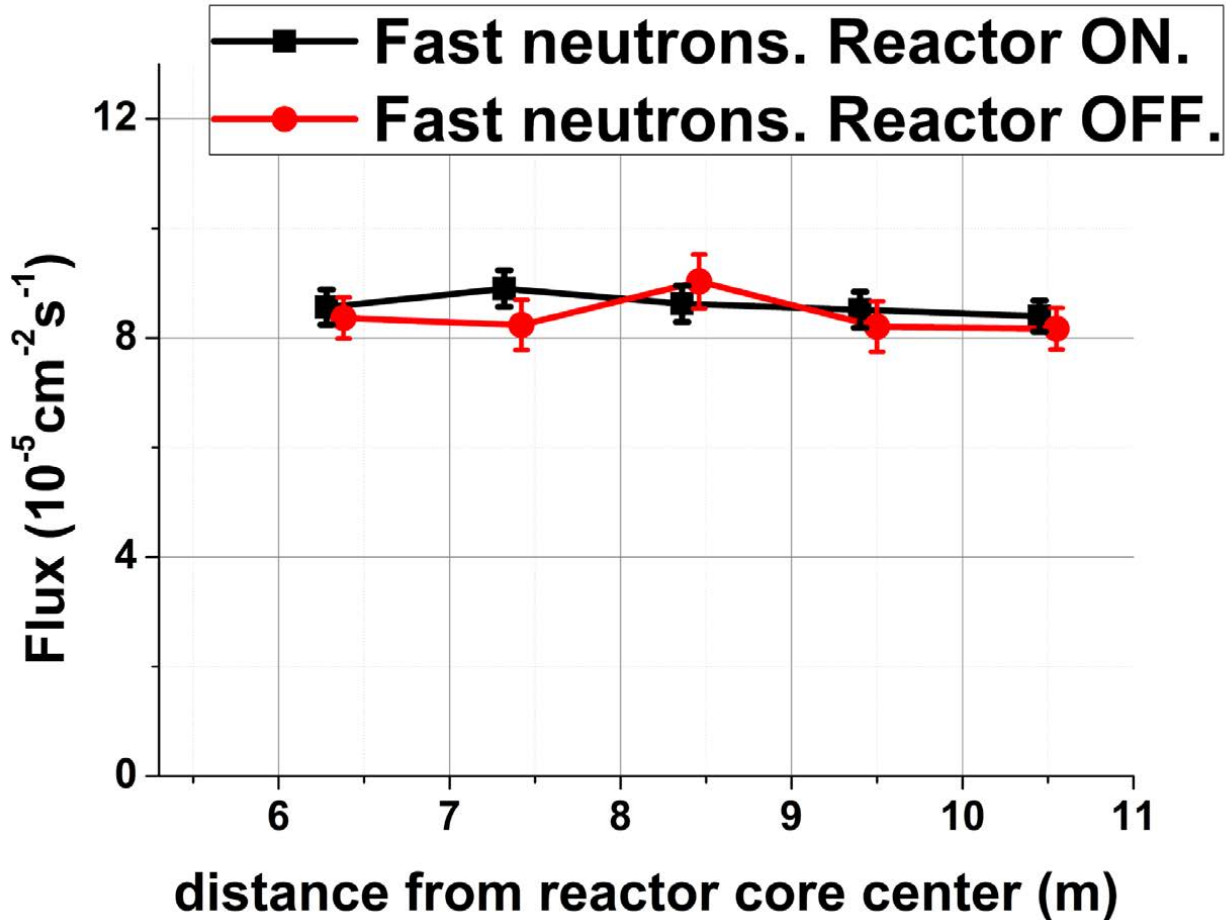


Figure 24. Fast neutron background at various distances from the reactor, measured with a fast neutron detector inside the passive shield. The fast neutron detector was placed on top of the neutrino detector and moved along with it.

2.5.3 Studying the background conditions using the neutrino detector model

Prior to measurements with a full-scale detector, measurements were made with a detector model. The antineutrino detector model without sections contained 400 liters of a BC-525 liquid scintillator with a gadolinium concentration of 1 g/l, was equipped on top with 16 photomultipliers 49B and 6 active shielding plates on all sides [81, 82].

Figure 25 shows the spectrum obtained on the antineutrino detector model, which can be conditionally divided into 4 parts. The first part (up to 2 MeV) corresponds to the background of radioactive contamination, the second (2-10 MeV) covers the neutron region, as it corresponds to the energy of gamma quanta from neutron capture by gadolinium. The region from 10 to 60 MeV refers to the soft component of cosmic radiation, which is obtained as a result of muon decay and muon capture in matter. And finally, the region 60 – 120 MeV corresponds to the muons that have passed through the detector – the hard component. Also in this figure, you can see small differences in the spectra measured by the detector at different points.

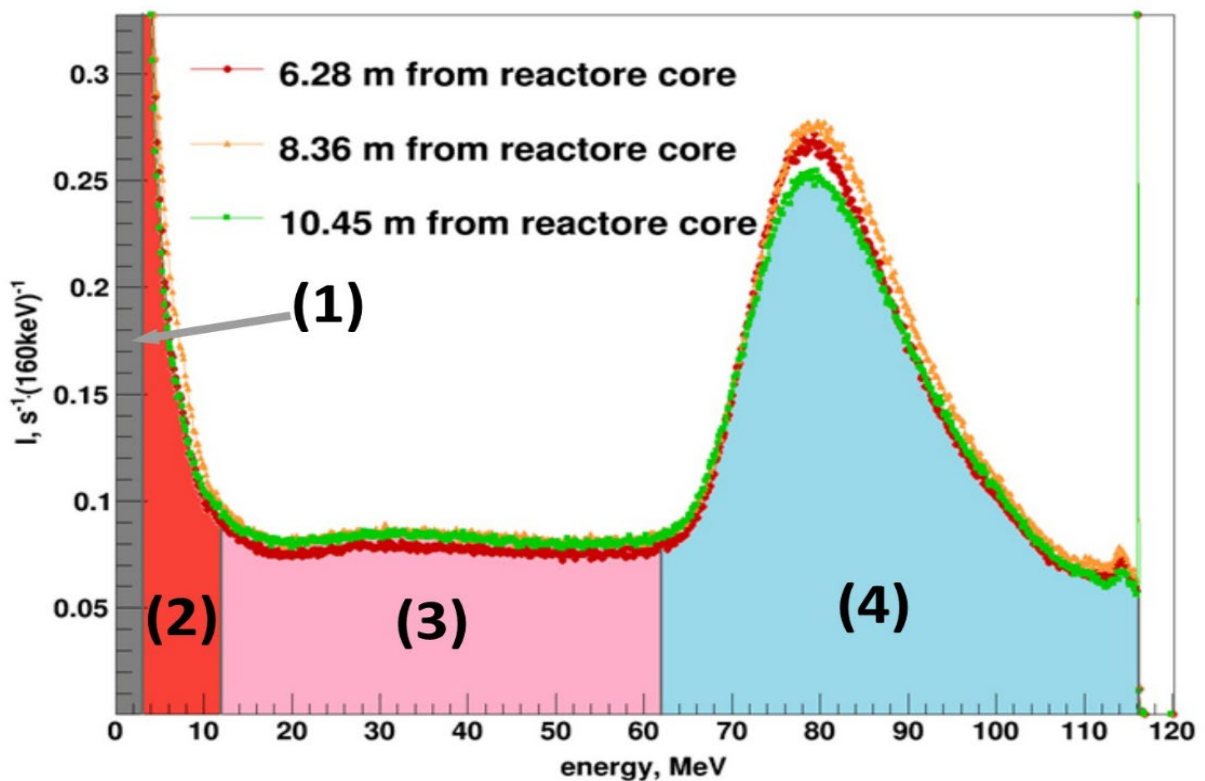


Figure 25. The energy spectra of the detector at different distances from the center of the reactor are conditionally divided into zones. 1 - radioactive contamination background, 2 - neutrons, 3 - soft component of cosmic radiation, 4 - muons.

During long-term measurements, changes in the intensity of the cosmic background with time were found. The reason is fluctuations in atmospheric pressure and seasonal temperature changes - well-known temperature and barometric effects of cosmic radiation.

Figure 26 demonstrates the barometric effect caused by a large attenuation of the intensity of cosmic rays with an increase in atmospheric pressure due to an increase in the amount of matter between the layers of the atmosphere where muons are produced and the detector; therefore, there is an anticorrelation between atmospheric pressure and the total intensity of fast (muon) and slow (soft) component of cosmic radiation, that is, in the range of 10 - 120 MeV.

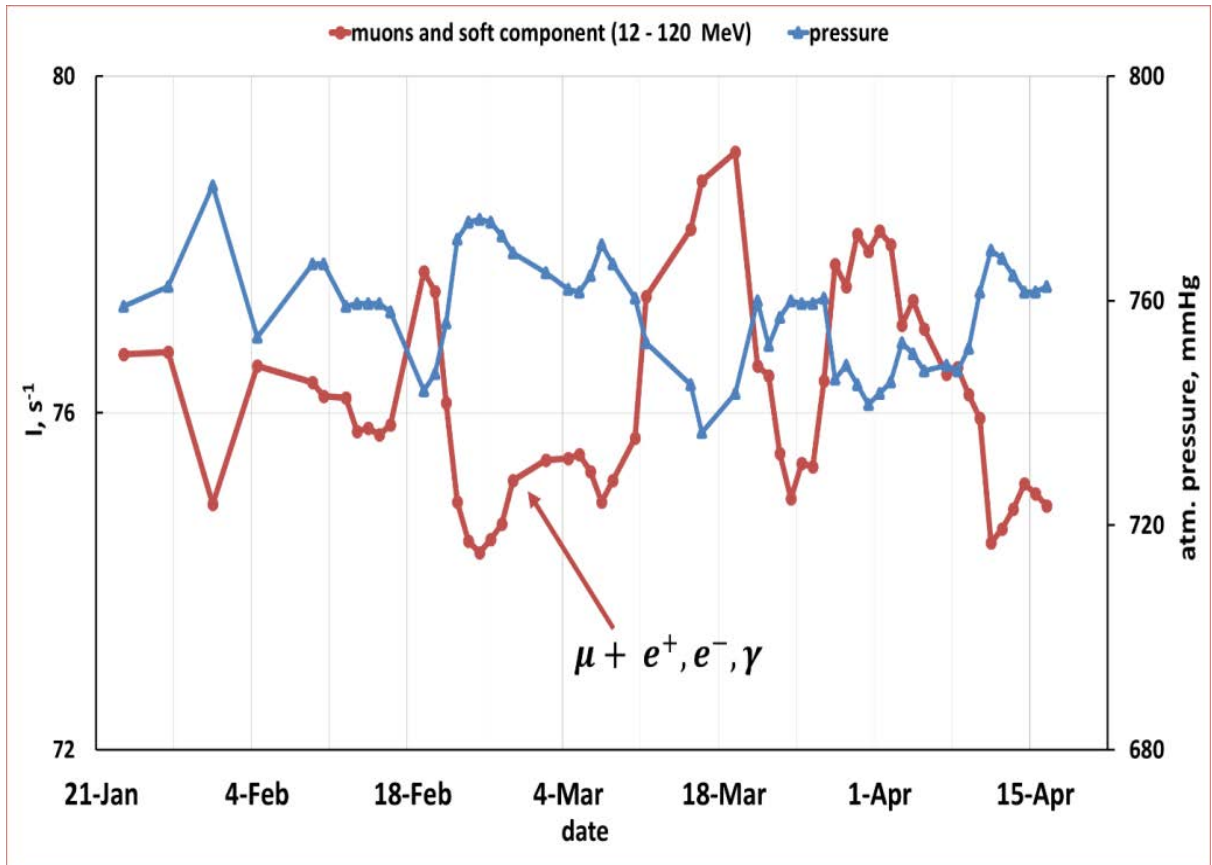


Figure 26. Barometric effect of cosmic rays: on the left axis is the total count rate in spectral regions 3 and 4, on the right - atmospheric pressure, on the horizontal - the time of measurements from January 23 to April 15, 2014.

The behavior of the hard and soft components differs in the presence of an additional long-term drift, the sign of this shift for the fast and slow components is opposite. This is the so-called temperature effect, which is explained as follows. With an increase in the temperature of the lower layers of the atmosphere, their expansion leads to an increase in the height at which muons are born. And due to the increase in the distance from the place

of birth to the Earth, the fraction of decayed muons also increases. Thus, the intensity of the fast (muon) component decreases, while the intensity of the slow component (the decay products of muons: electrons and positrons, gamma rays) increases. Figure 27 shows the drift effect with opposite signs for the fast and slow components of cosmic radiation when the temperature of the lower atmosphere near the Earth's surface rises from -30°C to $+10^{\circ}\text{C}$ from January to April 2014.

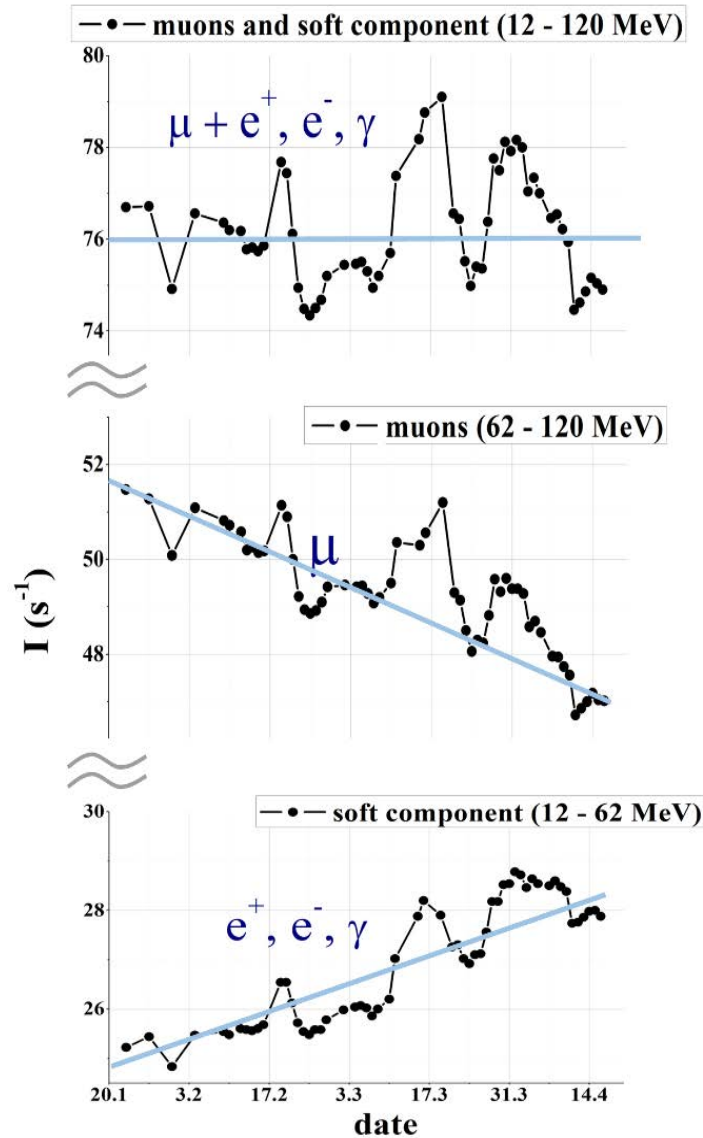


Figure 27. Barometric and temperature effects of cosmic rays: top - the total count of the detector in spectral regions 3 and 4; in the middle - detector count in area 4; bottom - detector count in region 3. On the horizontal axis, the measurement time is from January 23 to April 15, 2014.

An important quantitative conclusion about their influence on measurements can be drawn from the studies of cosmic ray background variations. Cosmic background fluctuations are determined by atmospheric pressure fluctuations, which are $\pm 1.1\%$. Direct results of the statistical distribution of the neutrino signal will be presented in Section 3.4.

2.6 The result of the background suppression. Sectioning

The possible number of recorded IBD events, taking into account the thermal power of the reactor, the small cross section and the efficiency of the detector, is $\sim 10^{-2}\text{s}^{-1}$. Passive shielding suppresses the overall background by an order of magnitude, but the residual background is still quite large compared to the neutrino signal. The number of detector signals inside the shielding is $\sim 10^3\text{s}^{-1}$, which are composed of residual backgrounds of gamma radiation, thermal and fast neutrons, muons and electrons. By isolating correlated signals, it is possible to achieve a background level inside the shield of $\sim 1\text{s}^{-1}$, most of which (more than 90%) is muons. To suppress the residual background, active shielding and various selections are used, associated with the features of the spatial distribution of event signals related to the IBD reaction.

2.6.1 Cosmogenic background, active shielding. Energy and time spectra of correlated events

The correlated background is associated with cosmic radiation muons. Therefore, when the reactor is turned off, the detector and the delayed coincidence method can be used to study the muon background. Muons entering the detector give a delayed signal in two cases: either the muon stops in the matter, a muon atom is formed, in which the muon decays with a lifetime of $2.2\ \mu\text{s}$, or the interaction of the muon with matter leads to the appearance of an evaporative neutron, which, after thermalization for $5\ \mu\text{s}$ is captured by

gadolinium. The characteristic time of neutron capture by gadolinium in a scintillator at a concentration of 0.1% is $\tau = 31.3 \mu\text{s}$.

Figure 28 shows the time spectra of delayed coincidences obtained on a model of a neutrino detector with 16 PMTs. The background of accidental coincidence has been subtracted. The upper black curve corresponds to measurements without active detector shielding. It includes two different exponents (straight lines on a logarithmic scale) that correspond to muon decay and neutron capture by gadolinium. The integral under the first exponent corresponds to the number of stopped muons per unit time 1.54 s^{-1} , and the slope corresponds to the muon lifetime ($2.2 \mu\text{s}$). Accordingly, the integral under the second exponent refers to the number of neutrons captured per unit time 0.15 s^{-1} , and the exponent parameter $31.3 \mu\text{s}$ corresponds to the neutron lifetime in a scintillator with a gadolinium concentration of 0.1%. The integral under the second exponent refers to the number of neutrons captures per time unit 0.15 s^{-1} [84].

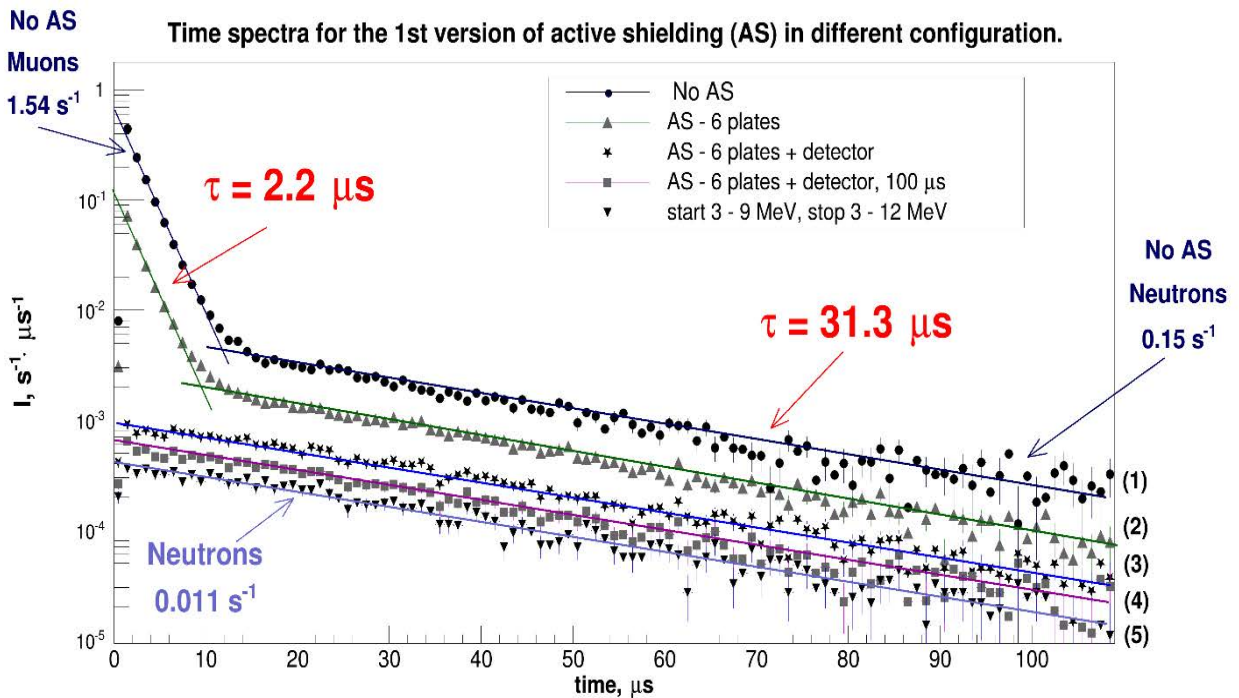


Figure 28. Time spectra with different configurations of active shielding (AS): 1 – without active shielding; 2 – AS plates is ON; 3 – same and the prohibitions from the detector signals with amplitude more than 12 MeV; 4 – same + the prohibitions for 100 μs after the detector signals more than 12 MeV and signals from AS; 5 – same + thresholds for prompt signals 3 - 9 MeV and 3 - 12 MeV for delayed.

The number of stopped muons per second agrees with the estimate made on the basis of data on the muon flux and scintillator mass, while the number of captured neutrons corresponds to the calculated number of neutrons produced in the detector itself due to the interaction of muons with its matter. The adequacy of the used passive shielding is confirmed by the fact that adding 10 cm of borated polyethylene over the neutrino detector does not change the count of fast neutrons. The spectra of delayed signals for time intervals from 0 to 10 μs and from 10 to 100 μs between prompt and delayed events, obtained with active shielding disabled, are shown in Figure 29. Signals from electrons and positrons produced in decays fall into the time window of 0–10 μs stopped muons, which before stopping gave a prompt signal in the detector. Choosing a time window of 10–100 μs , we see that the spectrum of delayed signals does not exceed 10 MeV, which corresponds to the total energy of gamma quanta emitted by the gadolinium after neutron capture [84].

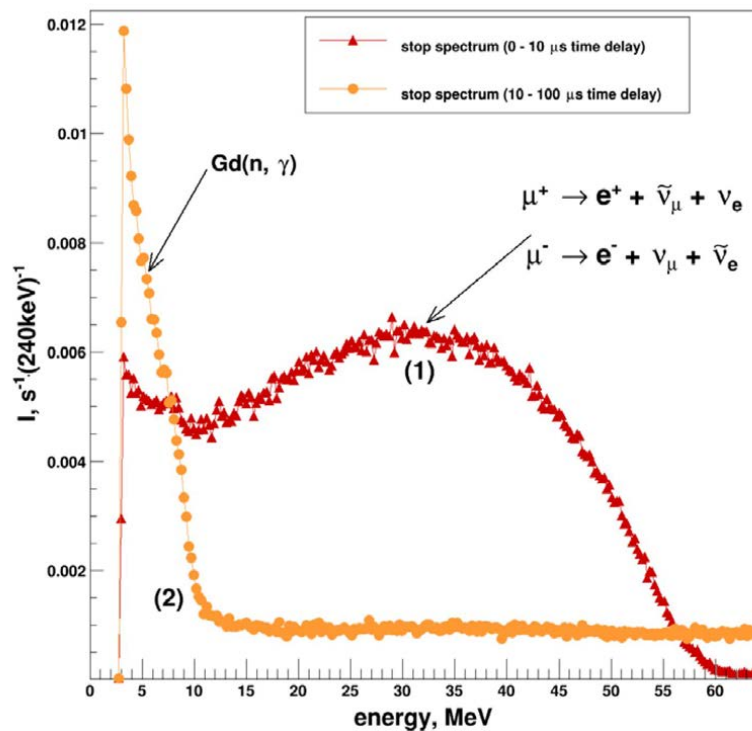


Figure 29. Energy spectra of delayed signals in the detector model without active shielding prohibitions in the time window 0 – 10 μs – (1) and time window 10 – 100 μs – (2).

The muon background can be significantly reduced by using active shielding, as well as using the detector itself as active shielding, when the detector signals with an energy

greater than a certain threshold (in the case of the detector model, a threshold of 12 MeV was chosen: signals from particles associated with the operation of the reactor and with natural radioactivity cannot have more energy) are treated in the same way as signals directly from the AS plates. Moreover, after each signal of the AS-prohibitions directly from the plates or from the detector, the signals falling into the window of 100 μs ($\sim 3\tau$) were discarded and were not considered in further analysis. Thus, the detector was "closed" from the consequences of the interaction of muons with the substance of the detector itself and the protection of its environment.

Figure 30 shows examples of measurements of the spectra of correlated signals after inhibitions by active shielding.

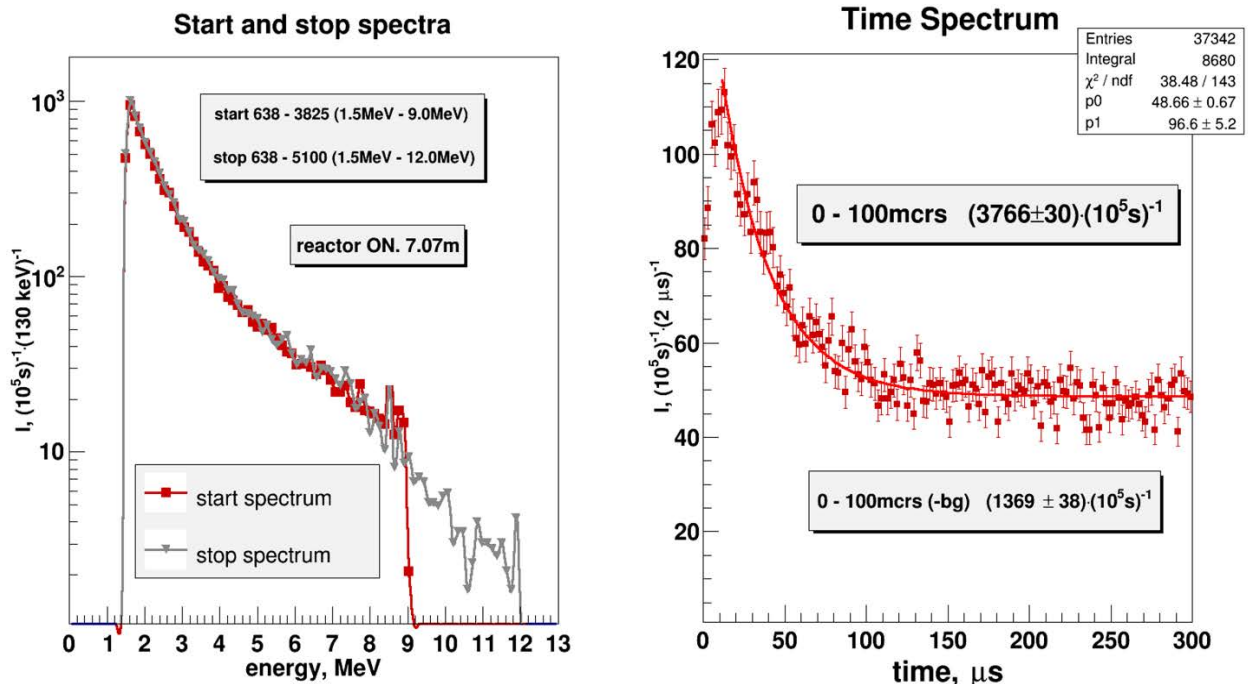


Figure 30. Energy spectra of prompt and delayed signals and time spectra: threshold for prompt and delayed signals 1.5 - 9 MeV and 1.5 - 12 MeV, respectively

The lifetime of a neutron in a scintillator with gadolinium is 31.3 μs ; therefore, a neutron will be captured with a probability greater than 99% in the interval of 200 μs ($\sim 6\tau$) after the first signal. Assuming that the background of accidental coincidences is distributed evenly over time, we can use the interval after 200 μs to measure it. To measure

the background, we fix an interval of 100 μs , and as a result, the entire interval in which we check for the presence of a delayed signal - $\sim 9\tau$, is 300 μs .

In addition to the time of appearance of the delayed signal, we have one more parameter that allows us to select neutrino events, namely, the energies of the prompt and delayed signals. Setting the energy thresholds, we strive to get the best possible signal/background ratio. For a prompt signal, there is a natural lower limit of 1 MeV associated with positron annihilation. Therefore, the lower limit of the detected energy range lies strictly above 1 MeV. The lower we set the threshold, the more antineutrino events will be registered, but at the same time the background of accidental coincidences will increase. Figure 31 demonstrate the time and energy spectra of delayed signals at a lower energy threshold of 3 MeV. In this case, the background of accidental coincidences turns out to be quite low, and the number of antineutrino events remains at an acceptable level. The fact is that the capture of a neutron by gadolinium gives a signal with a sufficiently high energy - up to 8 MeV, and the background of natural radioactivity practically dies out above 3 MeV. When the lower threshold is lowered from 3 to 1.5 MeV, the rate of counting accidental coincidences increases significantly (Fig. 30).

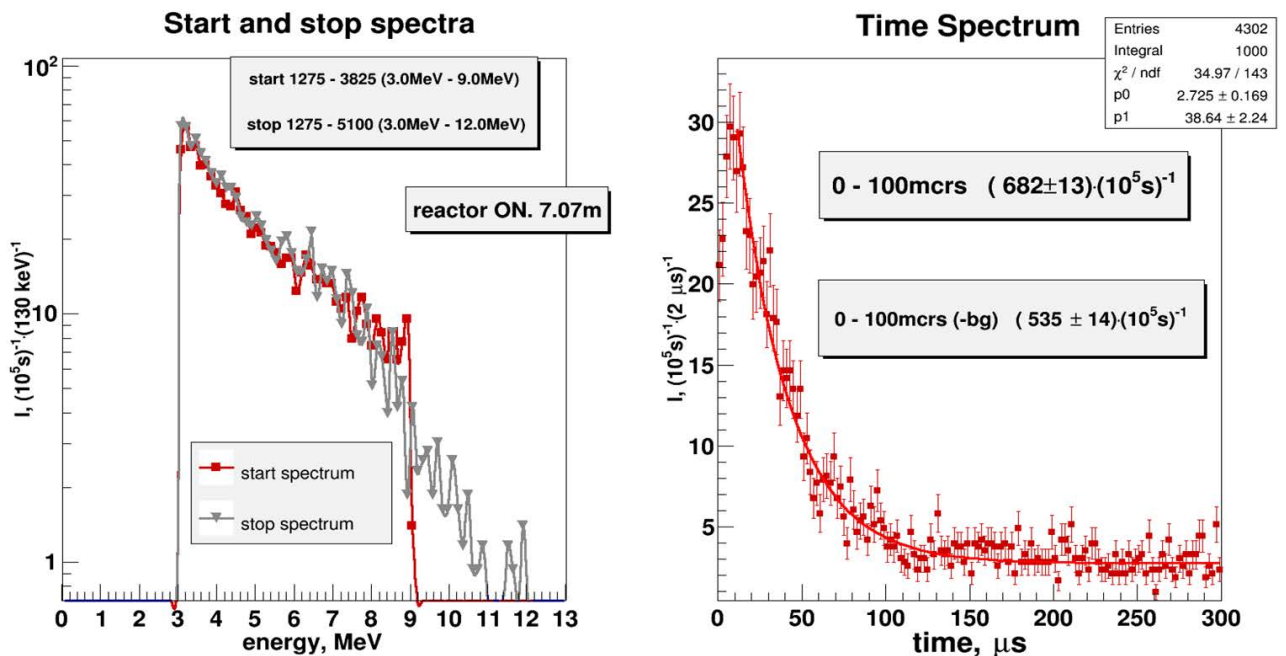


Figure 31. Energy spectra of prompt and delayed signals and time spectra: threshold for prompt and delayed signals 3 - 9 MeV and 3 - 12 MeV, respectively.

The upper limits of the energy range are determined by the spectrum of reactor antineutrinos and the energy released during neutron capture by gadolinium. The result of the study of the effect of energy thresholds on the background and the efficiency of antineutrino detection was the detection ranges of prompt and delayed signals in the detector model 1.5 - 9 MeV and 3 - 10 MeV, respectively.

The use of active shielding and selection of signals by energy made it possible to reduce the neutron correlated background to the level of $1.1 \cdot 10^{-2} \text{s}^{-1}$. The remaining correlated background is also associated with fast neutrons from the interaction of cosmic-ray muons with matter outside the detector. This background can be partially suppressed by more effective work of active shielding, but it almost does not react to fast neutrons themselves - only to muons, which are the cause of their appearance.

There are two more signatures of the inverse beta decay reaction that can be used to distinguish signals from antineutrinos. The first is related to the fact that the signal from the positron and the signal from the recoil proton differ in the shape of the pulse. The extent to which this difference can be detected largely depends on the scintillator, and in the Daya Bay scintillator, as noted earlier, the PSD (Pulse Shape Discrimination) properties are rather weak. The second sign by which it is possible to separate the positron signal IBD event from the recoil proton is related to the registration of gamma quanta from the annihilation of the positron.

2.6.2 Modeling a multi-section structure

In order to obtain additional criteria for the selection of neutrino events, a multi-section detector was developed. There is a difference in localization of prompt signals of neutrino and neutron events. A recoil proton flies about 1 mm in a liquid scintillator, while a positron born in the IBD will necessarily annihilate with an electron, resulting in two gamma quanta with an energy of 511 keV, which will fly in opposite directions. As a

result, if the tank with the scintillator is divided into separate sections of constant size, with walls reflecting optical photons, then the recoil proton track is highly likely to fit completely in one section. At the same time, for a positron, the free path in an organic scintillator is less than 5 cm, and the signal from it will also be visible in one section, but gamma quanta with an energy of 511 keV can be registered in adjacent sections – sections with a common face.

A Monte Carlo simulation of the detector model was performed by A.K. Fomin to numerically estimate the proportion of IBD reaction events with various options for recording prompt events. The internal volume of the detector model was divided into 16 sections measuring $0.225 \times 0.225 \times 0.7$ m³ with rigidly fixed partitions between them.

The probability of registering a two-section prompt signal depends on the position of the section where the neutrino event occurred: in the center, on the edge, in the corner section. The probabilities of registering a start in two sections for different relative positions of the section in which the signal occurred, as well as the average probabilities for a detector of 16 sections and for a detector of 50 sections are presented in Table 6. The detector consists of 16 sections 4x4– 4 corner, 8 side and 4 inner central sections. In a full-scale detector with 50 sections, since the first and last rows are used as a catcher of gamma quanta from positron annihilation and are not used to register the positron itself, there are no corner sections, side sections – 16, and central sections - 24.

Table 6. Probabilities of registering an prompt signals.

Central section	Side section	Corner section	Detector average, 16 sections	Detector average, 50 sections
0.424	0.294	0.188	0.300	0.372

The average probability for the entire detector is 30%. This means that in our scheme, on average, 70% of prompt signals from neutrino events will be registered in only one section. It turns out that if we consider only multi-sectional (in two or three adjacent

sections) events, then the number of neutrinos recorded will decrease 3 times, which is obviously unacceptable. But for the analysis of the final result, we can choose both single and multi-sectional events, and their percentage ratio to the total number of neutrino events (70% and 30%) can be used as an additional criterion by which to check the correctness of the selection of neutrino events. That is, the difference in the number of neutrino-like events when the reactor is switched on and off should contain 30% of multi-section events and 70% of single-section events.

To carry out preliminary measurements, a detector model was made, divided into 16 sections, filled with a Daya Bay scintillator with one PMT for each section. Measurements with a Pu-Be fast neutron source were also carried out on this model. Figure 32 shows the time spectra for single-section events and multi-section events. Obviously, if we consider only multi-sectional prompt signals, then correlated signals from fast neutrons completely disappear, leaving a straight line from accidental coincidences. This experiment clearly demonstrates that fast neutrons give only one-section starts [85].

In measurements with a reactor (ON-OFF, that is, with the reactor turned on and off), the fraction of the difference in the counting rate for two-section and single-section prompt signals in the detector model, averaged over all distances, turns out to be equal to $(29 \pm 7)\%$ and $(71 \pm 13)\%$ respectively. For a full-scale detector, this ratio is also in accordance with the calculations and is $(37 \pm 4)\%$ and $(63 \pm 7)\%$ [85, 86]. Within the limits of the achieved accuracy, this ratio allows us to consider the recorded events as similar to neutrinos and is an additional independent confirmation of the absence of any significant number of fast neutrons from the reactor inside the passive shielding of the detector.

However, the accuracy of this statement is less than direct estimates of the contribution of fast neutrons from the reactor to the ON-OFF neutrino signal, which can be $(1.1 \pm 0.45)\%$, as shown in Section 2.5.2.

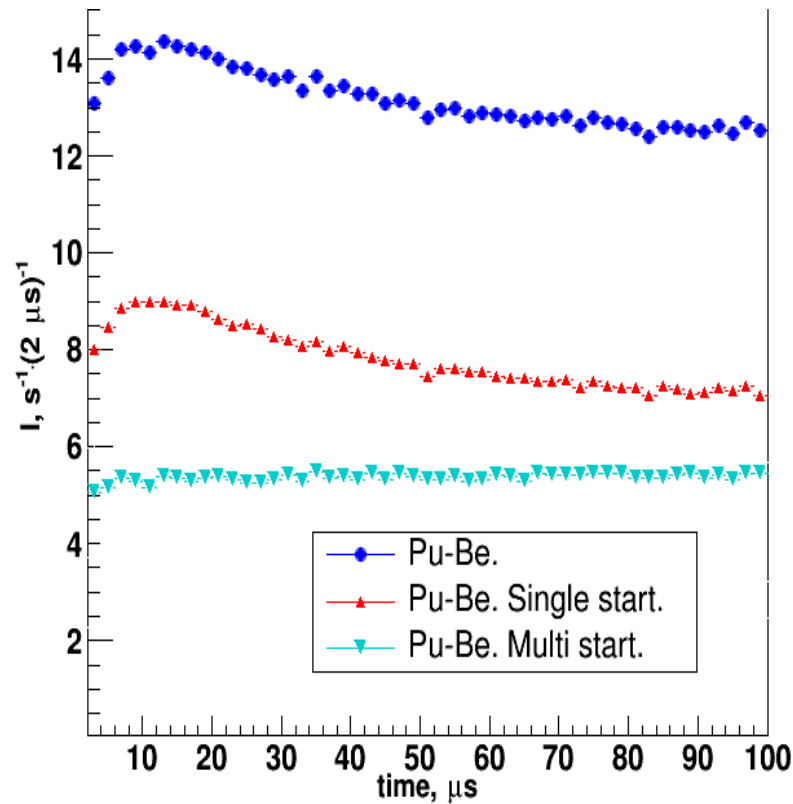


Figure 32. Time spectra of delayed coincidences obtained with a fast neutron source. The red curve corresponds to single–section starts, and the green one corresponds to multi–section starts, and the blue one corresponds to no selection by the number of sections.

Unfortunately, we cannot use the selection for two-section starts, as we lose data significantly. However, the sectioning of the detector also makes it possible to suppress the background of accidental coincidences by introducing an additional selection criterion for a delayed event associated with the multiplicity of gamma quanta emitted by gadolinium after the capture of a thermal neutron.

2.6.3 Effect of AS and sectioning on background suppression

In a full-scale detector, a more effective AS was installed, described in Section 2.2. The use of such shielding, together with prohibitions from the detector itself, as described in Section 2.6.1 (only the threshold for triggering the detector as AS was lowered to 8

MeV) allows you to completely get rid of the muon background and 2.3 times suppress the correlated background. The selection takes place according to the following scheme: first, all signals that relate to the internal AS and detector signals above the threshold are selected, then all events that appear the time window of 100 μs after these signals are discarded. The suppression coefficient at this stage is 2.0. Then the signals that hit the 100 μs window after the external AS signals are discarded, which gives another 16% background suppression. Thus, the final active shielding suppression coefficient is 2.3. And the signal/correlated background ratio for the entire detector in the position closest to the reactor (7.11m between the center of the core and the center of the detector) is 0.54.

The accuracy of the final result depends on both the correlated background and the level of accidental coincidences. The dependence of the statistical error of the number of neutrino events is determined by the formula (for simplicity, the set time with the reactor turned on and off is considered the same):

$$\delta N_\nu = (N_\nu + 2N_{off} + 2(B_{off}^{acc} + B_{on}^{acc}))^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

where N_ν is the number of neutrino events, N_{off} – is the correlated background (measured when the reactor is turned off), B_{off}^{acc} and B_{on}^{acc} are the background of accidental coincidences when the reactor is turned off and on, respectively.

It can be expected that in a detector having a sectional structure, several gamma quanta of the $\text{Gd}(n,\gamma)$ reaction will give signals in different sections close to each other. The experimental distribution is obtained as the difference between the distributions of the number of signals in delayed events in the time window of 0-100 μs and in the window of 200-300 μs . The calculated and experimental distribution of the number of cells in which gamma-quantum signals are observed after the capture of a neutron by gadolinium do not fully correspond to each other, but they agree well that two or more detector sections are involved from this reaction (Figure 33 on the left is calculated by A.K. Fomin, on the right is experimental). This suggests that such a multiplicity of signals in a delayed event can be used as an additional selection criterion.

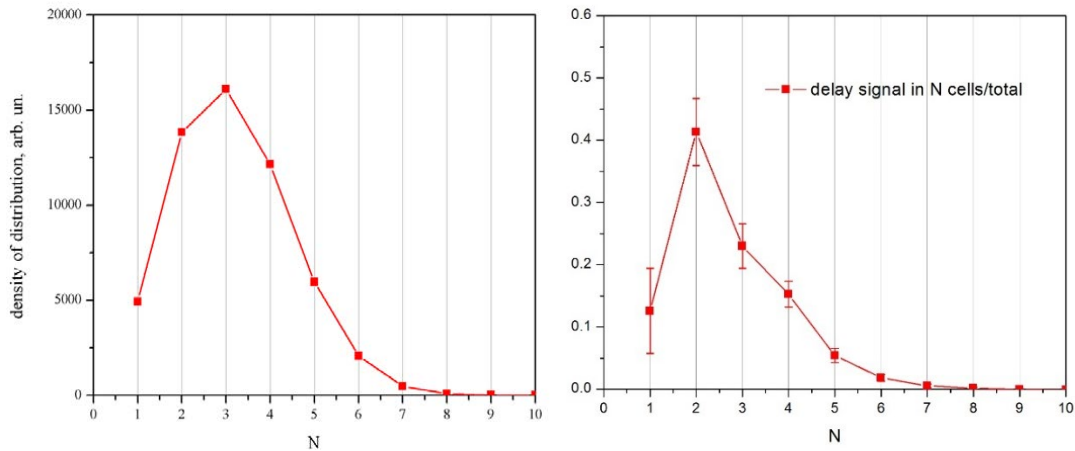


Figure 33. Distribution of the neutron capture events by gadolinium by the number of cells involved: on the left – theoretical, on the right – experimental.

It also becomes clear from the calculations that in the IBD reaction, the neutron path length is small and, thus, the positron signal and the place where the neutron was captured by gadolinium are located close to each other, within the same section or in neighboring ones (Figure 34 left and right – calculated (made by M.S. Onegin) and experimental distribution respectively). The experimental distribution is obtained in the same way as the difference of distributions in the time window of 0-100 μs and 200-300 μs . The distribution of the maximum signal in a delayed event was considered, with a location of the prompt signal in 3rd cell of 4th row.

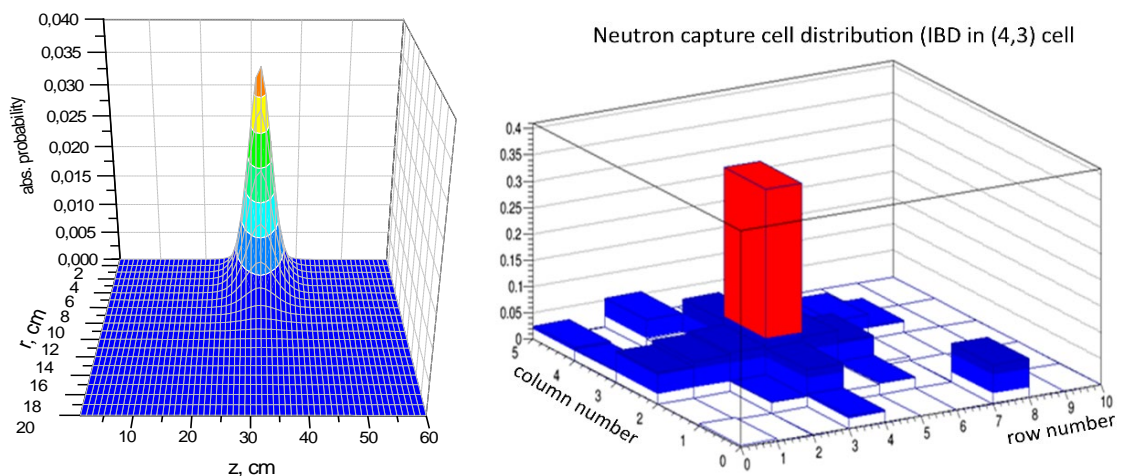


Figure 34. On the left is the calculated neutron capture region by Gd from the IBD reaction. On the right is the distribution of the maximum signal of the delayed event in the time window 0-100 μs . The prompt signal is registered in section (4, 3).

The general picture of the distribution of delayed signals relative to the section in which the prompt signal occurred is shown in the Figure 35 [85].

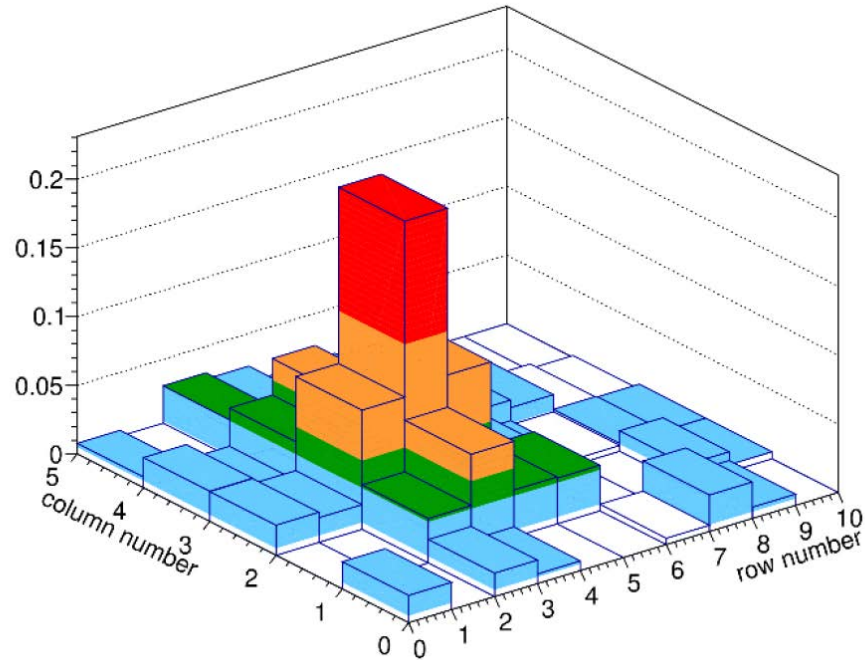


Figure 35. Distribution of delayed event signals by sections when a prompt event occurred in 3rd section of the 4th row.

The introduction of a strict requirement that the prompt signal be in two adjacent cells would reduce the correlated background from fast neutrons, along with this, the efficiency of the detector would significantly decrease. But using a weaker criterion for selecting neutrino events so that the prompt signal is either in one or two neighboring cells allows, firstly, to lower the background of accidental coincidences, and secondly, makes it possible to check whether there are no events associated with fast neutrons from the reactor together with neutrino signals.

Thus, the introduction of a sectional structure provides additional criteria for the selection of neutrino events, with which it is possible to reduce the background of accidental coincidences. For measurements at the point closest to the reactor (7.11m from the center of the detector to the center of the core), various event selection criteria were applied, the results are in Table 7.

Table 7. Results of using event selection criteria.

	Corr. coincidences, ON, $(10^5\text{s})^{-1}$	Accidental coincidences, reactor is ON, $(10^5\text{s})^{-1}$	Corr. coincidences, OFF, $(10^5\text{s})^{-1}$	Accidental coincidences, reactor is OFF $(10^5\text{s})^{-1}$	$\Delta(\text{ON-OFF})$, $(10^5\text{s})^{-1}$	Δ/OFF	$\delta\Delta/\Delta$, %
Without sectional structure	875 ± 18	2278 ± 9	624 ± 17	1894 ± 9	251 ± 25	0.40	10.0
Prompt 1-2 cells	718 ± 16	1954 ± 8	483 ± 16	1630 ± 8	235 ± 23	0.49	9.7
Delayed in 2 or more	569 ± 12	857 ± 6	362 ± 11	724 ± 6	207 ± 16	0.57	7.9
Delayed in 2-5 sections	561 ± 12	854 ± 6	360 ± 11	722 ± 6	201 ± 16	0.56	8.0
Delayed in 2 or more, radius 3 sections	545 ± 11	793 ± 5	347 ± 11	664 ± 5	198 ± 16	0.57	7.9
Delayed in 2 or more, radius 2 sections	492 ± 11	709 ± 5	316 ± 11	591 ± 5	176 ± 15	0.56	8.5

From Table 7. it can be seen that the introduction of the condition for the multi-section of the delayed signal made it possible to significantly (2.3 times) reduce the background of accidental coincidences, which led to a decrease in the overall relative error, together with the use of the condition of one- or two-section signals for an prompt event, the suppression of the background of accidental coincidences was ~ 2.7 times. It can also be concluded from the data in the table that despite the fact that both the calculation and the experiment showed a small neutron path length (Fig. 34), the spread of gamma quanta in this case can be quite significant, which is consistent with Figure 35.

Having gathered together information about the features of the inverse beta decay reaction, we can formulate the following parameters for the selection of correlated events associated with the registration of antineutrinos: prompt event consists of one signal of any section, except for the sections of the first and last rows, or two signals that come from neighboring (with one common face) sections, and a signal with a larger amplitude it should not come from the sections of the first and last rows, and a signal with a smaller amplitude can be from any section. The energy of the signals is summed up and should be

in the range of 1500-8000 keV. The delayed event must consist of signals from two or more sections located no further than 5 sections in any direction from the section in which the maximum signal of the prompt event was registered. The energy of the signals is added up, and the total energy should be in the range of 3200–8000 keV.

The energy of the signals is determined by their amplitude, and the correspondence of the signal amplitude in the channels and the particle energy in the eV is established in the process of energy calibration, which will be discussed in the next chapter.

Chapter 3. Neutrino-4 experiment

The project of a positionally and energetically sensitive full-scale detector of reactor antineutrinos was developed simultaneously with the preparation of the room and the measurement of the dependence of the antineutrino flux on the distance with the first detector models. Measurements of antineutrino spectra at various distances by a full-scale detector should have significantly expanded the sensitivity range to the oscillation parameters compared to simple measurement of antineutrino fluxes. Before the start of the measurements, a Monte Carlo simulation of the detector was carried out, test measurements were performed with a layout of one section and an energy calibration of the detector was carried out before the starting of data collection.

3.1 Energy resolution

To determine the energy resolution of the multi-section detector, a separate section was made, with which detailed studies were carried out. We use the effect of total internal reflection of light at the scintillator-air interface at large angles of incidence to equalize the collection of light coming from different distances (the light collection becomes uniform). The fact is that with full optical contact between the scintillator and the PMT, light collection occurs better from positions close to the PMT – in a solid angle close to 2π . Light from distant positions comes through a mirror light guide, while the efficiency of light transportation for right angles of incidence on the mirror walls of the light guide is noticeably worse due to repeated re-reflection between the walls. The effect of total internal reflection of light at the scintillator-air interface at large angles of incidence to the surface allows you to equalize the conditions of light transportation from different distances. Finally, the presence of a mirror at the bottom of the light guide also allows you to align the light collection conditions from different positions of the section.

Figure 36 demonstrate the scheme of the experiment with a separate section. The experimental stand was designed by V.G. Ivochkin.

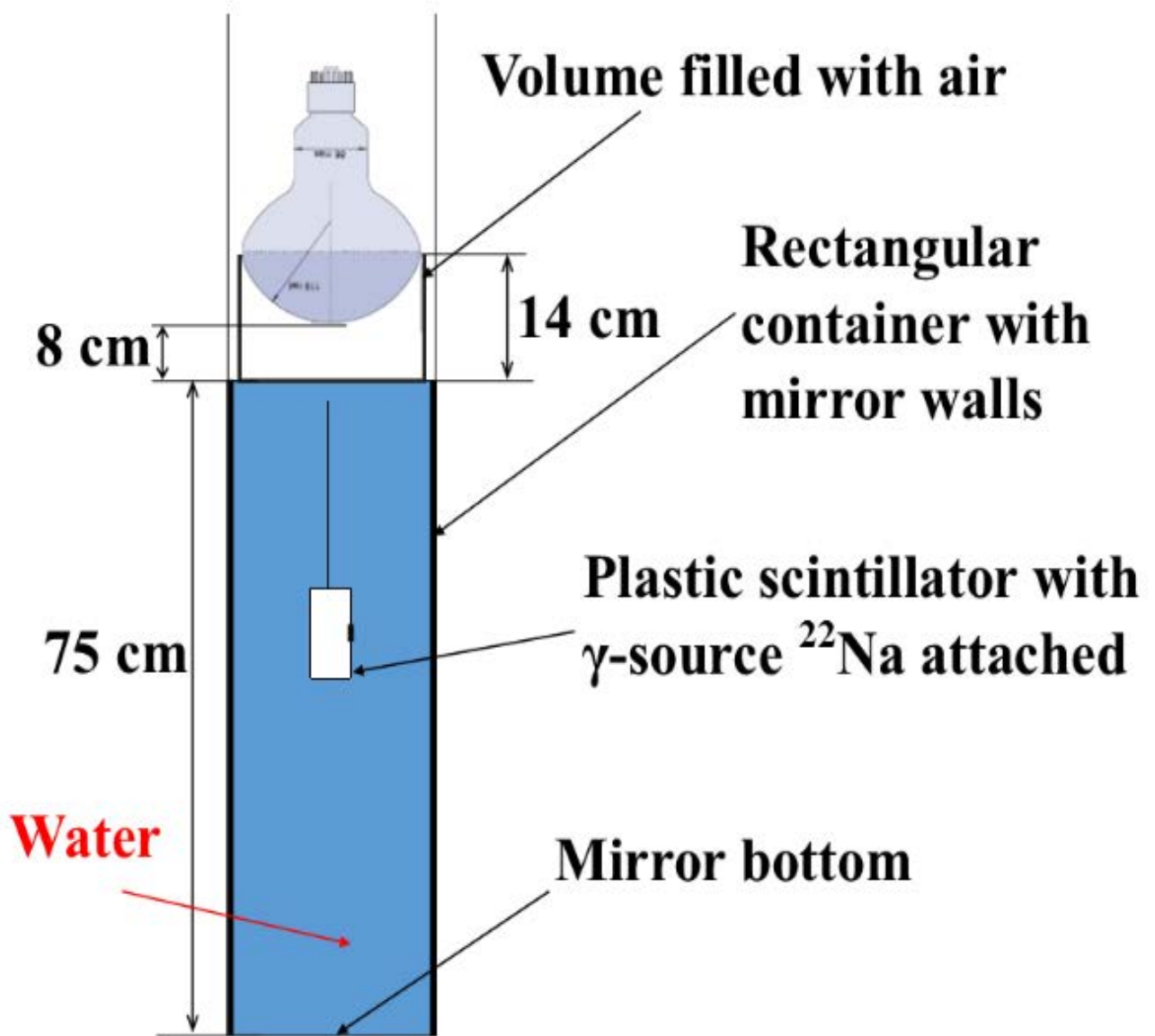


Figure 36. Scheme of a measuring stand with a layout of one section of the detector.

To study the efficiency of light collection using full internal reflection, the section was filled with water, which has a refractive index close to the scintillator coefficient. To simulate scintillation, a source consisting of a plastic scintillator and a ^{22}Na gamma radiation source with gamma lines of 511 keV and 1274 keV was used. The location of the

scintillation was determined by the position of this source. The obtained spectra are shown in the Figure 37 [85].

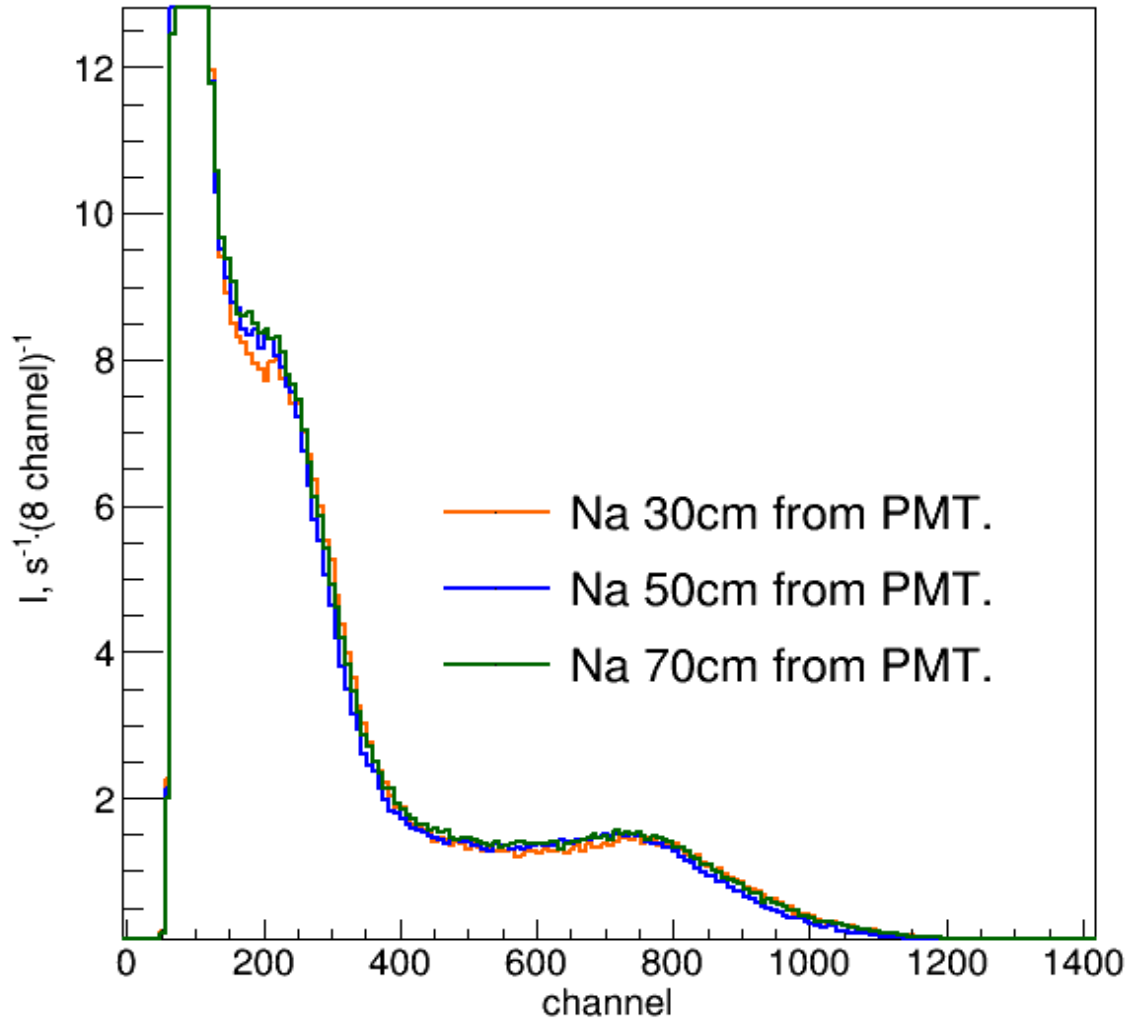


Figure 37. Spectra of the ^{22}Na gamma source at different positions of the scintillator in the air gap section model.

As you can see, the positions of the gamma lines practically do not depend on the position of the source at distances of 30 cm, 50 cm and 70 cm from the water surface. This is also confirmed by the result of the Monte Carlo simulation, made by A.K. Fomin and presented in Figure 38, which shows that in the case of separation of the PMT from the surface of the scintillator, uniformity of the light collection is achieved. Therefore, calibration of the detector with a scintillator can be done using sources located outside. This greatly simplifies the calibration procedure.

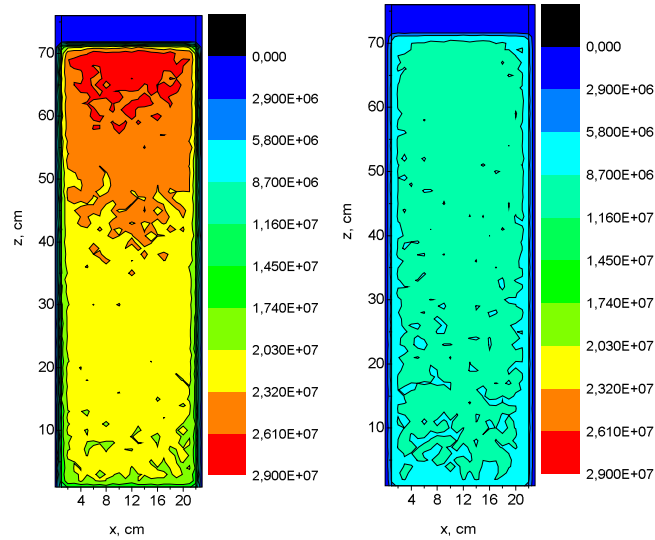


Figure 38. The result of the MC simulation of one section in the presence of an optical contact (left) and without an optical contact (right).

3.2 Simulation of the experiment

To determine the effectiveness of the antineutrino detector, a computer model of the entire detector was created by A.K. Fomin based on the model of one section and Monte Carlo calculations were performed. The size of the detector and the properties of the studied reaction are the parameters of the model. In the MC calculations, the annihilation of a stopped positron generates 2 gamma quanta with an energy of 511 keV each, flying in opposite directions. Neutrons arising in the reaction are absorbed by gadolinium to form a cascade of gamma quanta with a total energy of about 8 MeV. Two consecutive signals from a positron and a neutron are recorded in the detector. The detector consists of 5×10 sections $0.225 \times 0.225 \times 0.75 \text{ m}^3$ with rigidly fixed partitions between them. The material of the scintillator is mineral oil (CH_2) with the addition of gadolinium 1 g/l. The light output of the scintillator is 10^4 photons at 1 MeV. In the model, the thickness of the partitions was not taken into account. The model used a Hamamatsu R5912 photomultiplier. There is a layer of air between the scintillator and the PMT. The antineutrino spectrum is

reconstructed from the positron spectrum, since in the first approximation, the relationship between the energy of the positron and the antineutrino is linear: $E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1.8 \text{ MeV}$.

The antineutrino spectrum of uranium ^{235}U was used to simulate the antineutrino spectrum [29]. During the simulation, it was assumed that the antineutrino flux was directed parallel to the detector axis. Such an assumption is possible when the detector is removed from the active zone of the reactor at a distance of 6-12 meters. The direction of departure of positrons is assumed to be isotropic. The spatial distribution of neutron capture by gadolinium, as well as calculations of energy release from positron and gamma quanta in the scintillator were performed using the MCNP program [87]. The spectrum of gamma quanta during neutron capture by gadolinium was generated for the reaction $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$. The exponential path length of photons in the scintillator is 4 m. Optical photons are reflected from the walls with a probability of 0.95.

Figure 39 shows the distribution of the PMT count (the number of registered photons) from positrons of different energies, considering the energy release from 2 gamma quanta of 511 keV. The upper figure shows the distribution of signals for one section, taking into account two gamma quanta with an energy of 511 keV. It is mainly determined by the incomplete absorption of gamma quanta within one section, which explains the presence of two peaks in the distribution at low energies. The middle figure shows the distribution of signals for one section without taking into account gamma quanta of 511 keV. Only the energy of the positron is recorded. The distributions for the first figure are also shown there for comparison. The lower figure shows the distribution of signals considering 511 keV gamma quanta and taking into account signals from neighboring sections (for comparison, the distributions for the first figure are shown). This distribution is asymmetric, and it is difficult to estimate its energy distribution. However, it is possible to choose such an effective distribution width of 2σ when the area under the curve for this width will be 68%. In accordance with calculations (Table 8) the effective width of the distribution in the lower figure practically does not depend on the positron energy and can be estimated as $2\sigma \approx 500 \text{ keV}$.

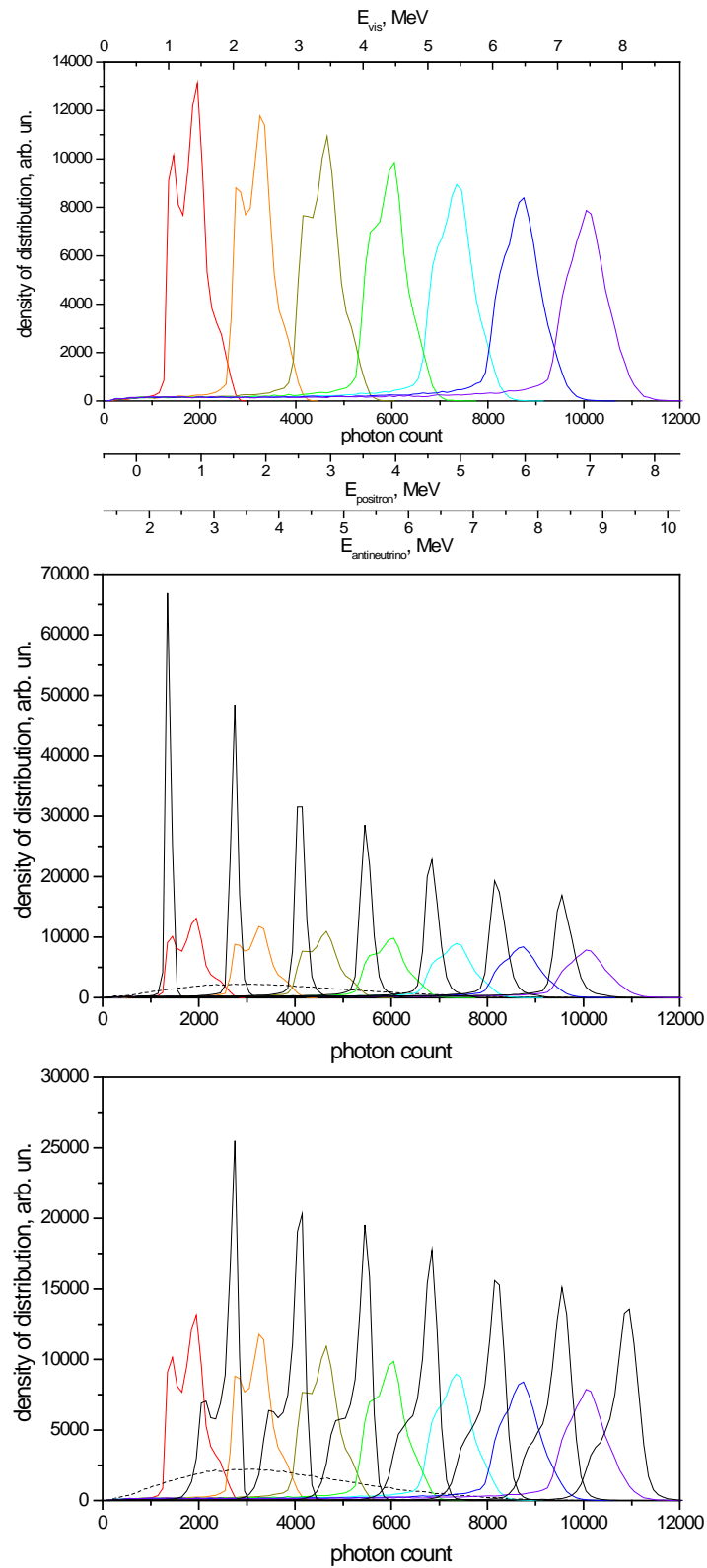


Figure 39. Distribution of PMT samples in one section from a positron with an energy from 1 to 7 MeV together with the annihilation process (two gamma quanta with an energy of 511 keV).

Table 8. Effective distribution width for various positron energies.

E_{pos} , MeV	σ , keV
2	215
4	233
6	251

Examples of registration of gamma quanta with energies 2.3 MeV 4.4 MeV 6.0 MeV are shown in Figure 40 for the case of registration with only one section (green curve) and the case of registration taking into account signals from adjacent cells (red curve). The energy resolution during registration, taking into account signals from neighboring sections, turns out to be twice as good and is $2\sigma = 250$ keV at an energy of 4.4 MeV. The presence of partitions between adjacent sections should worsen the energy resolution. We will return to the question of the real energy resolution of the detector in Section 3.5.

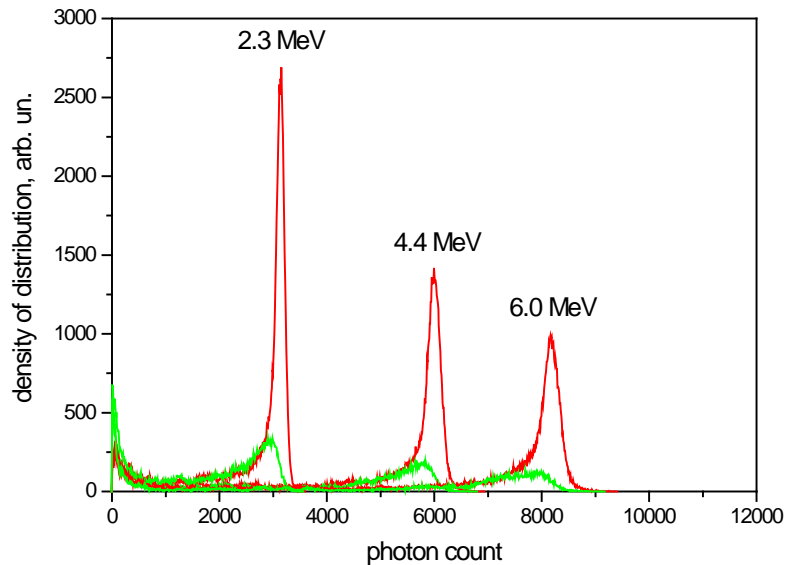


Figure 40. Distribution of PMT samples in one section from gamma quanta with energies of 2.3 MeV, 4.4 MeV and 6.0 MeV

Figure 41 demonstrates distribution of signals from positron and neutron events. For a positron event, we choose a threshold of ~ 1.5 MeV. For the positron spectrum, the detection efficiency at this threshold is $\epsilon_{e^+} = 0.810(5)$.

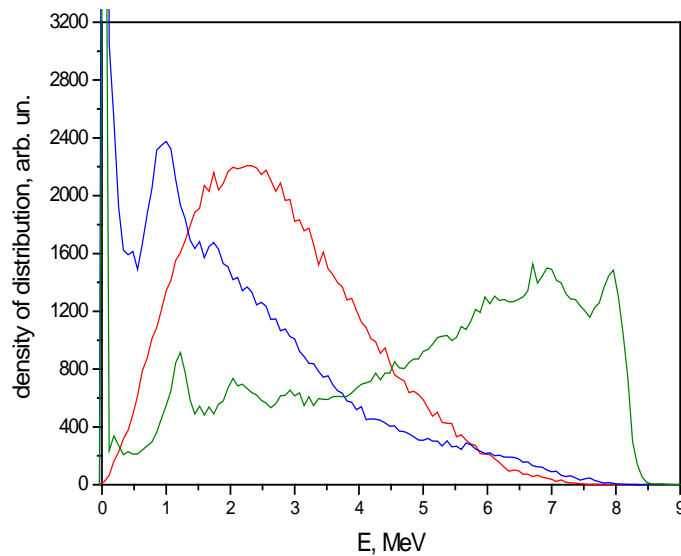


Figure 41. Signals from a positron (positron and 2 gamma-quantum) event - red curve, from a neutron event - blue curve (only the section where the IBD event occurred is used by the PMT), green curve - the PMT of all sections are used.

3.3 Energy calibration of a full-scale detector

In Section 3.1, it was shown that the energy resolution does not depend on the location of the event registration. Therefore, calibration can be done using sources located outside – above the detector (Fig. 19). Energy calibration for the full-scale detector was carried out with gamma and neutron radiation sources (^{22}Na along the 511 keV and 1274 keV lines, along the 2.2 MeV line from the $p(n,\gamma)d$ reaction, along the 4.4 MeV gamma line from carbon ^{12}C from the $^9\text{Be}(n,\alpha)^{12}\text{C}^*$ reaction in a Pu-Be source, and also by the total energy of gamma quanta of 8 MeV when a neutron is captured by gadolinium – it is not observed as a line due to energy losses from the departure of gamma quanta) [85]. The 4.4 MeV line has an additional broadening due to the superposition of the exponential gamma background of the Pu-Be source. These calibration spectra are shown in Figure 43 and in more detail in Figures 44 and 45.

The linearity of the resulting calibration dependence is shown in Figure 46. This made it possible to measure the spectrum of prompt signals, which is recorded by the detector. It

is related to the antineutrino energy by the following relation: $E_{prompt} = E_{\bar{\nu}} - 1.8 \text{ MeV} + 2 \cdot 0.511 \text{ MeV}$ where $E_{\bar{\nu}}$ is the antineutrino energy, 1.8 MeV corresponds to the energy of the threshold of the IBD reaction, and 2·0.511 keV corresponds to the energy of positron annihilation.

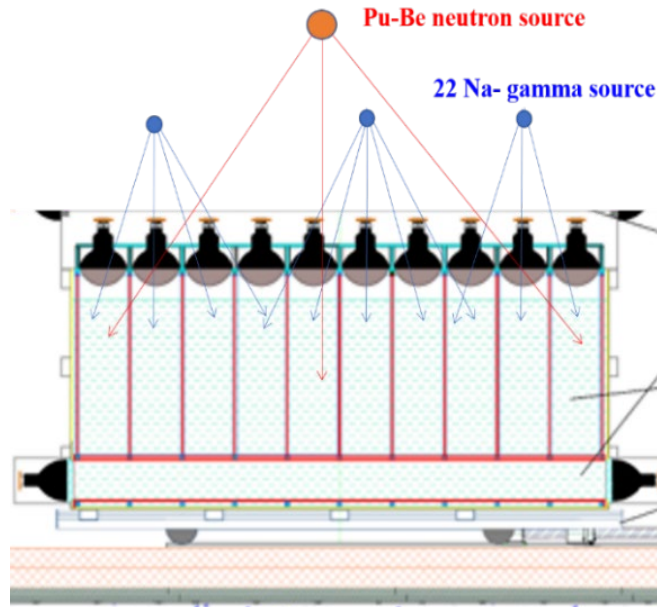


Figure 42. Detector calibration scheme.

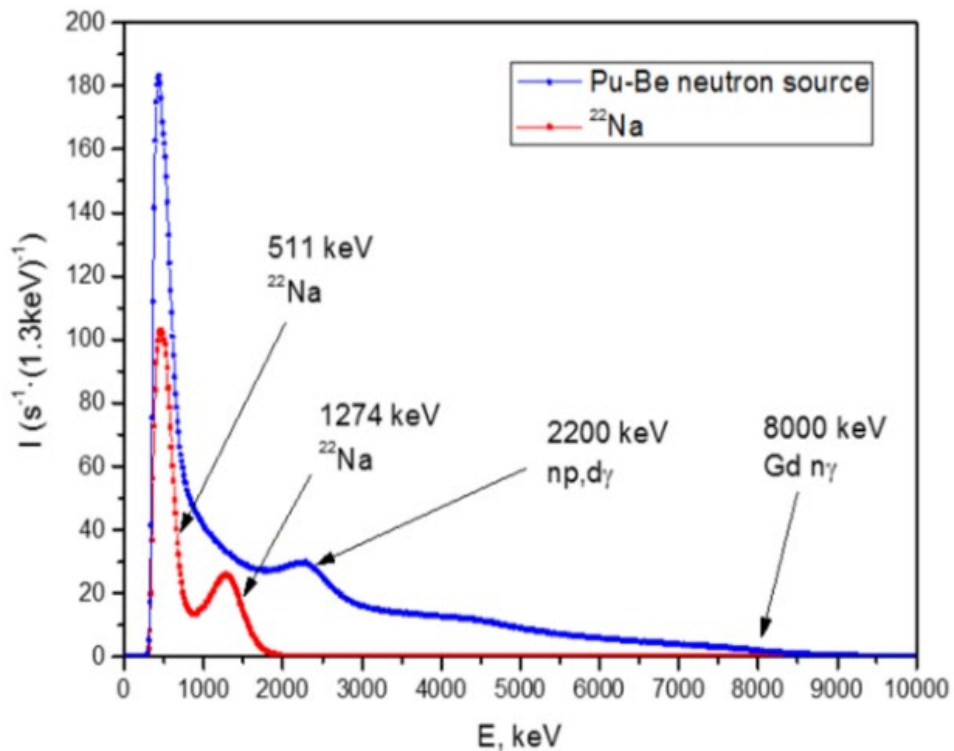


Figure 43. Detector calibration result

Calibration in the energy range above 2 MeV is a problem due to the lack of necessary gamma-ray sources in this range. The calibration and energy resolution presented above belong to the same row of sections.

In fact, we are interested in the energy resolution of a detector consisting of a set of sections. When registering a signal in one of the sections, signals from the immediate environment are taken into account. Therefore, the energy resolution of the detector is better than the energy resolution of a separate section.

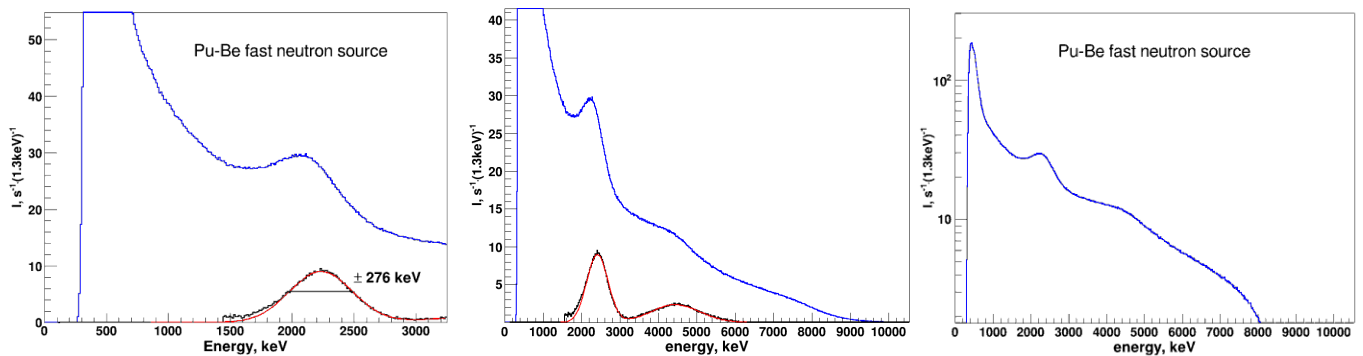


Figure 44. The result of the detector calibration. On the left, the line is 2.2 MeV from the process $p(n,\gamma)d$; in the middle – 4.4MeV from the reaction ${}^9\text{Be}(n, \alpha){}^{12}\text{C}^*$; on the right – 8 MeV from the reaction $\text{Gd}(n,\gamma)$.

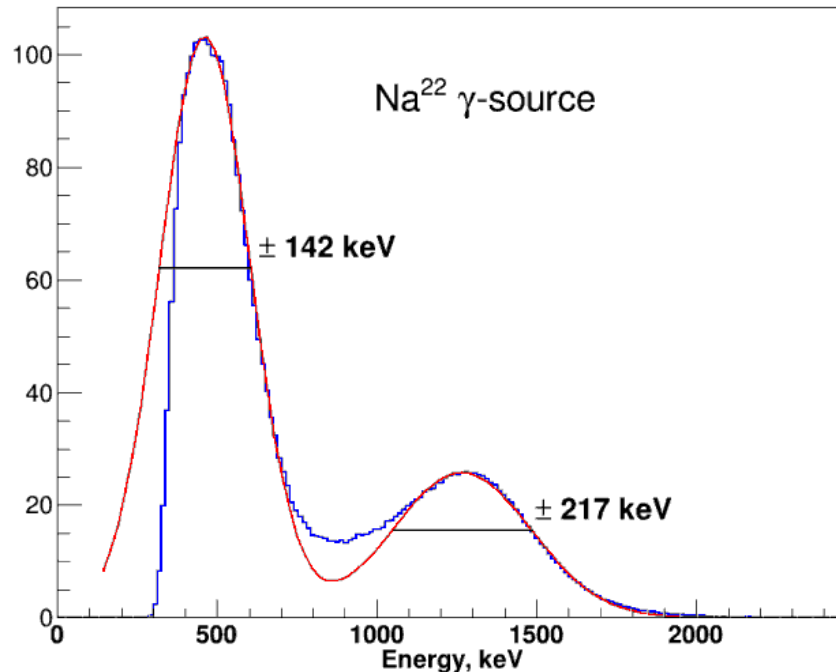


Figure 45. Calibration spectrum ${}^{22}\text{Na}$.

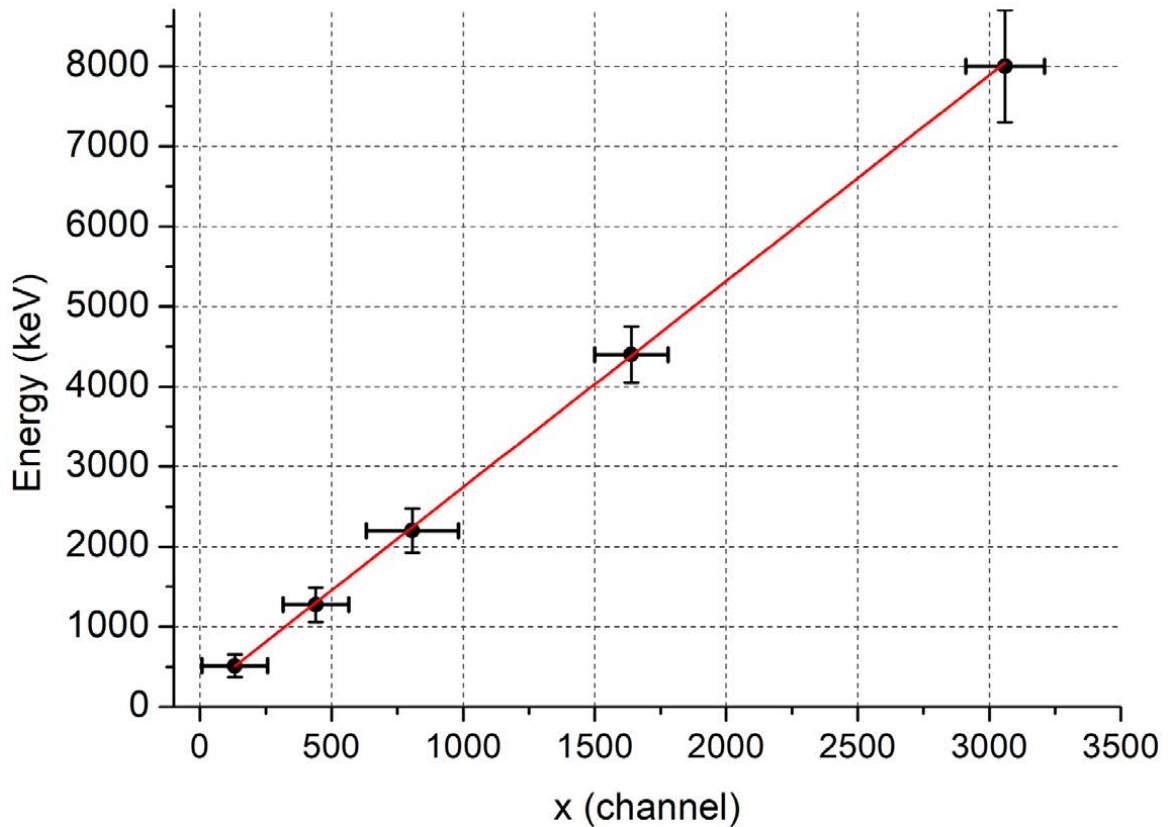


Figure 46. Linear dependence of energy calibration.

Registration of a positron is a more complex process than registration of a gamma-ray quantum. The average free path of a positron is ~ 5 cm, so the signal is recorded in one section, whereas gamma quanta often fly out of the section carrying away significant energy. Therefore, the registration of a positron could occur with a better resolution than the registration of gamma quanta. Unfortunately, the registration of the positron is accompanied by the departure of two gamma quanta with an energy of 511 keV, which can be registered in neighboring sections. Note that the process of registering two gamma quanta with an energy of 511 keV leads to the same energy shift and broadening, independent of the positron energy. Thus, the use of energy calibration for a separate section along the gamma lines of sources and extrapolation of resolution by the square root dependence on energy is incorrect when registering positrons. In the future we will return to the discussion of this problem since the energy resolution during positron registration is extremely important for describing the oscillation process.

3.4 Detector movement scheme and measurement stability

During the exposure period at one detector position, both the background measurement (OFF) and the measurement with the reactor running (ON) occur. The schedule of the reactor operation and detector movement scheme are shown in Figure 47. The duration of the reactor cycle is 8-10 days. The duration of the stop is 2-5 days and, as a rule, alternates (2-5-2-... as mentioned in Section 2.4.1). In summer, the reactor is stopped for a long period to perform scheduled preventive maintenance. The detector is moved to the next position in the middle of the reactor cycle. Measurements are carried out in the same position until the middle of the next cycle.

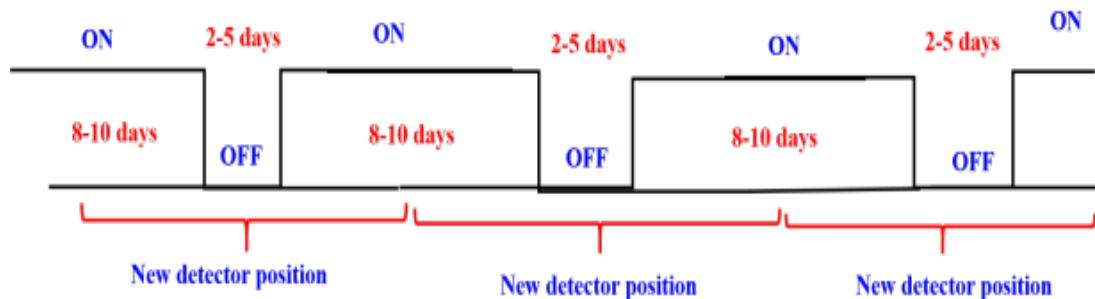


Figure 47. schedule of the reactor operation and detector movement scheme.

The counting rate when the reactor is OFF is determined mainly by the cosmic background, and its behavior depends on the distance of the building structure. At distances of 10-12 meters, cosmic rays are shielded to a greater extent by concrete floors, as shown in Figure 18.

The cosmogenic background is large in relation to the effect and constitutes the main problem of the experiment, therefore, the distribution of time fluctuations of the cosmic background requires detailed study.

Figure 48 shows the behavior of the correlated signal of the cosmogenic background throughout the measurement time. When constructing this dependence, corrections were made for background changes that occurred when the detector was moving. Fluctuations of this distribution are determined mainly by statistics. Background measurements were

carried out during different time intervals, in 2020, when the reactor was not working, measurements were carried out at intervals several times longer, so fluctuations during this period are noticeably less.

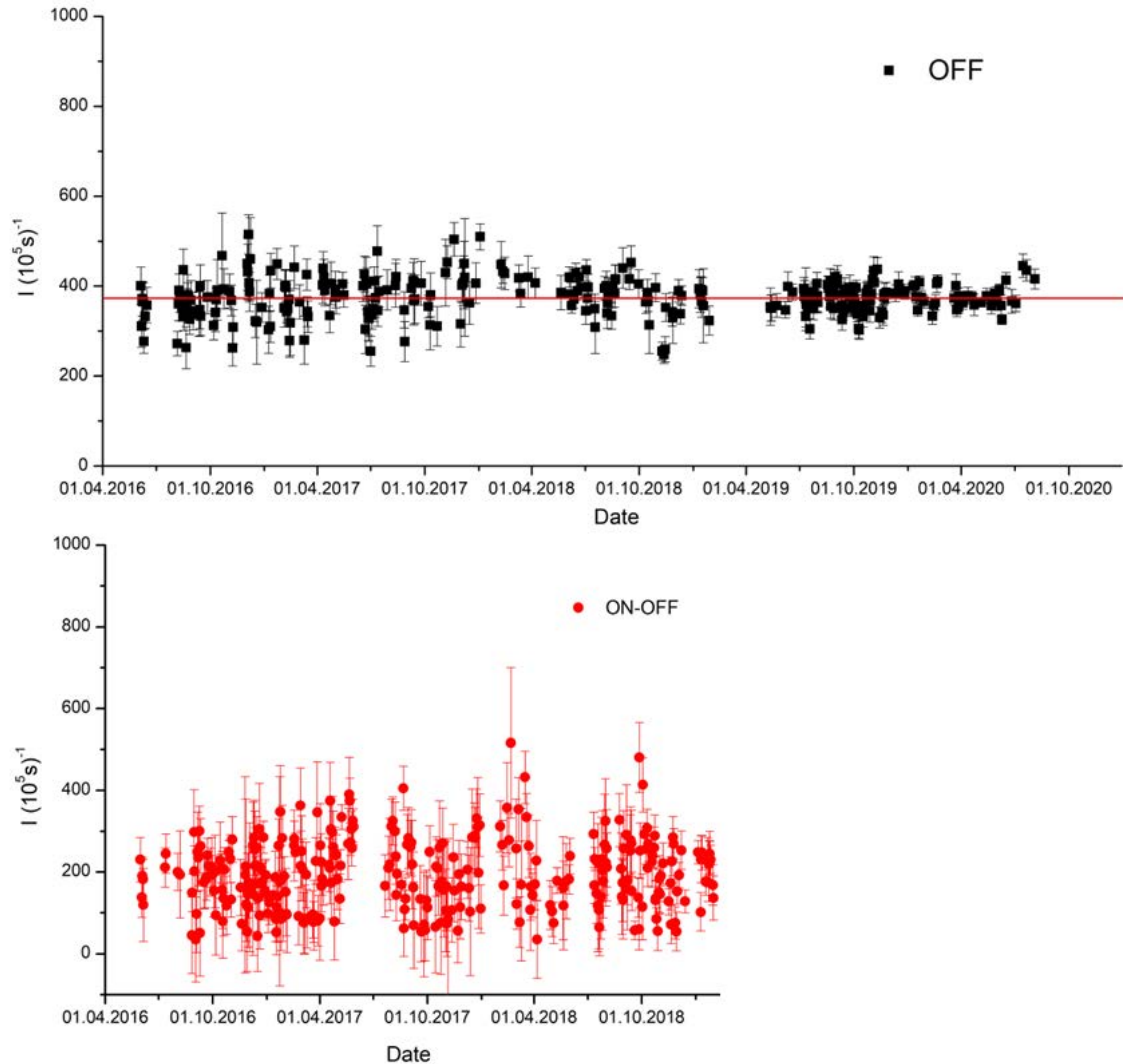


Figure 48. The count rate of the correlated signal of the cosmic background throughout the entire measurement time (above). The count rate of the correlated ON - OFF signal throughout the entire measurement time (below). The first measurement cycle is from May 31, 2016 to May 10, 2018. The second cycle is from May 19, 2018 until the start of a long shutdown of the reactor for reconstruction. The third cycle is background measurements during reactor reconstruction.

To make a more detailed analysis, it is necessary to build a distribution of fluctuations normalized to its own statistical error. This distribution is shown in Figure 49 on the left.

The half-width of this distribution is 1.07 ± 0.01 , that is, additional fluctuations associated with cosmic radiation are only 7%.

A similar count rate of the ON-OFF difference of correlated signals, demonstrating the stability of the effect, is shown in Figure 48 below. Here, a correction has also been made to the dependence of the ON-OFF effect on distance. The fluctuation distribution for it is shown in Figure 49 on the right. The distribution of fluctuations is made, as before, with normalization for each measurement's own statistical error. By the way, it should be noted here that the accuracy of reproducing the reactor power from cycle to cycle was 2% and was also averaged during long-term measurements. The standard deviation of this distribution is 1.09 ± 0.02 , that is, the broadening of the statistical distribution due to additional fluctuations in the cosmic background and reactor power is only 9%. As a result, it can be concluded that the accuracy of measurements can be determined statistically despite a sufficiently large cosmic background. In principle, it is possible to add a correction for the fluctuation of the cosmic background for each measurement using atmospheric pressure measurements. However, this would be excessive, since the correction is small, and, in addition, fluctuations in the cosmic background are averaged in magnitude due to a large number (87) of measurements and the frequency of reactor shutdowns.

In general, it can be concluded that the analysis of experimental data can be carried out within the observed statistical accuracy.

Three measurement cycles should be distinguished. The first measurement cycle lasted from June 2016 to May 2018. The results were published in [88, 89]. This was the first observation of the oscillation effect at the level of three standard deviations. The second measurement cycle lasted from May 2018 to October 2019. The statistical accuracy of measurements was increased by 1.4 times. The result of joint data processing confirmed the effect of oscillations at the same level of confidence. The results were published in [90]. In the third cycle, measurements were carried out only on the background of the stopped reactor during its reconstruction for a year and a half.

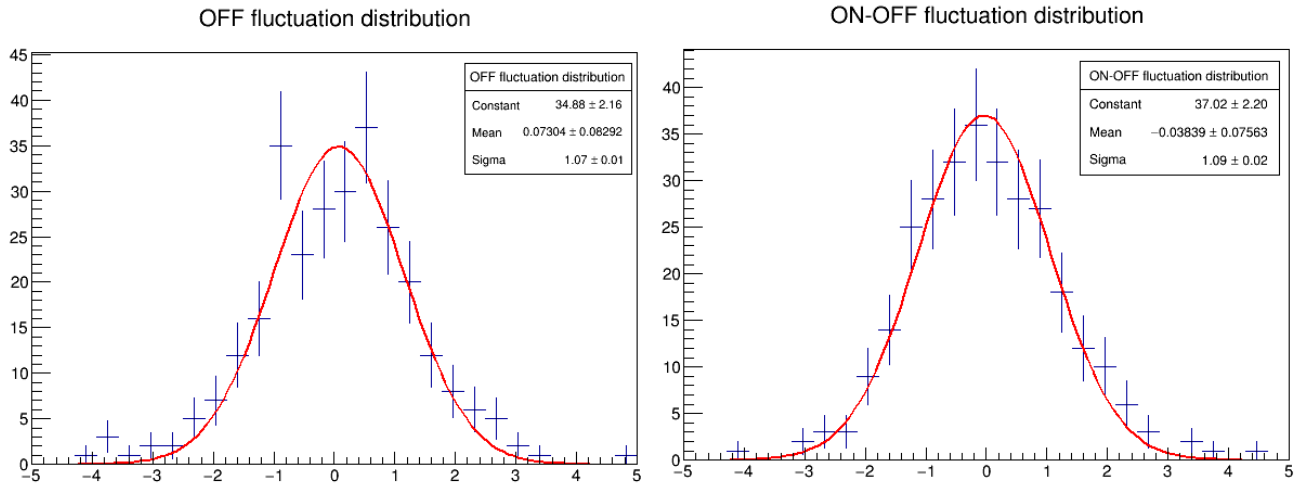


Figure 49. Distribution of deviations from the average value of the counting rate of correlated background events (OFF) and difference (ON-OFF), normalized for their statistical errors.

3.5 Stability by the background measurements

The background is one of the most important problems of the experiment and requires a detailed study. The correlated background signal is due to fast neutrons according to the scheme shown in Section 2.1 on Figure 10, where the start signal is given by a recoil proton during elastic scattering by hydrogen, which is the main component of the scintillator. However, the process of interaction of neutrons with carbon nuclei, which is also part of the scintillator, is possible. Finally, the process of interaction of neutrons with oxygen nuclei, which is part of the plexiglass, from which the mirror partitions between the sections are made, and also on aluminum nuclei, is possible, since the detector housing and the sectional structure are made of an aluminum alloy (see Section 2.2).

The background spectrum averaged over all distances is shown in Figure 50. It should be noted that in the region of 3-6 MeV one can see a bump and other local maxima on the energy dependence of the background (Fig. 50). Such a background spectrum can be due to the structure of the energy levels of carbon, oxygen, and aluminum nuclei. These irregularities in the spectrum are superimposed on the smooth dependence of the spectrum

of recoil protons during the scattering of fast neutrons, as well as on the correlated background of unstable ${}^9\text{Li}$ and ${}^8\text{He}$ isotopes, which are produced by cosmic rays during interaction with carbon nuclei. These isotopes undergo β -decay followed by neutron decay of the resulting nucleus.

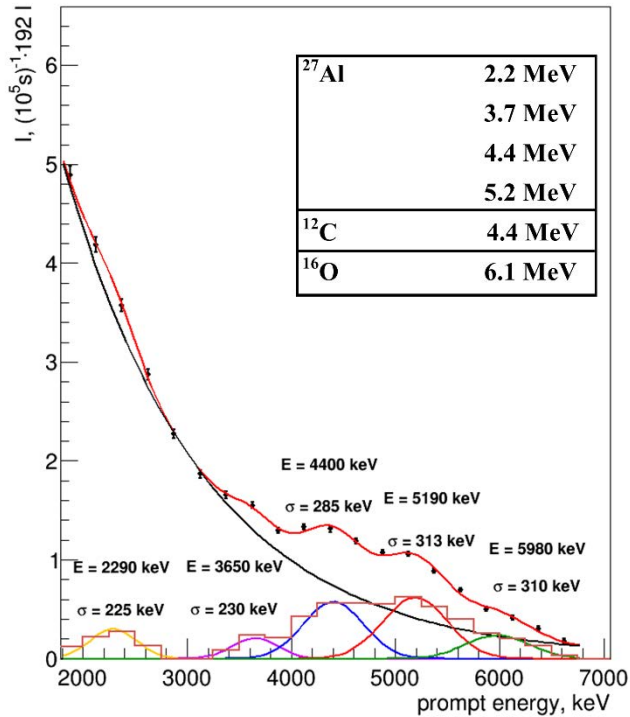


Figure 50. Background spectrum averaged over all distances.

The fast neutron in the (n, n') reaction leaves the nucleus in an excited state and its transition back to the ground state occurs before the neutron is thermalized and captured. The energies of the first excited levels of the carbon nucleus are 4.44 MeV and 7.65 MeV. Excitation of the 7.65 MeV level is possible for fast neutrons with energies above 8.25 MeV. The 7.66 level mainly decays via the channel into 3 alpha particles through the ${}^8\text{Be}$ intermediate nucleus [92]. The total energy of alpha particles in this case is about 400 keV. The first excited state 4.44 MeV is a result of the inelastic scattering of the fast neutron and decay with emission of a gamma before the neutron can be thermalized and captured. Therefore, we observe a correlated event. For oxygen, the most intense line is at an energy of 6.13 MeV. Similarly, the interaction of fast neutrons with aluminum leads to the appearance of gamma rays with energies of 2.2 MeV, 3.68 MeV, 4.4 MeV and 5.15 MeV.

Gamma lines with energies: 2.2 MeV, 3.68 MeV, 4.44 MeV, 5.15 MeV and 6.13 MeV can be considered as observed with varying degrees of certainty.

The presence of this structure in the background spectrum shows that the energy calibration of the detector was preserved during all measurements. Moreover, since we observe individual lines in the spectrum, although with not very good resolution, we can estimate the energy resolution of the detector and propose a decomposition of the spectrum shape into gamma lines (Fig. 50).

In the range from 2.0 MeV to 7.0 MeV, the energy resolution changes from 225 keV to 310 keV. The presented estimate of the energy resolution refers to the whole detector, which is somewhat better than the energy resolution of a separate section, since when a signal is detected in one of the sections, signals from the nearest environment are taken into account.

To confirm the energy resolution of the detector used in the decomposition of the experimental background spectrum, we performed an MC calculation of the energy resolution for the entire detector, taking into account the signals from neighboring sections. Examples of registration of gamma rays with energies of 2.3 MeV, 4.4 MeV and 6 MeV were shown in Figure 40. The calculated resolution is $2\sigma=250$ keV at an energy of 4.4 MeV. But in the experiment, the resolution at a given energy is $2\sigma=570$ keV, that is, twice as bad. The presence of partitions between adjacent sections, the difference in tuning of individual sections, and instability over approximately three years of measurements can degrade the energy resolution.

3.6 The spectrum of prompt signals and the spectrum of accidental coincidences

The spectrum of prompt signals of correlated events measured when the reactor is OFF is subtracted from a similar spectrum measured at the same distance when the reactor is running ON (the spectrum of accidental coincidences is measured simultaneously with

the correlated spectrum and is subtracted for each measurement separately). The difference in the counting rate of correlated ON-OFF events over the entire energy range of 223 per day in the distance range of 6-9 m, the signal/background ratio is 0.52. The counting rate of correlated events when the reactor is running (ON) and stopped (OFF) and their differences (ON-OFF) at different distances are shown in the Figure 51.

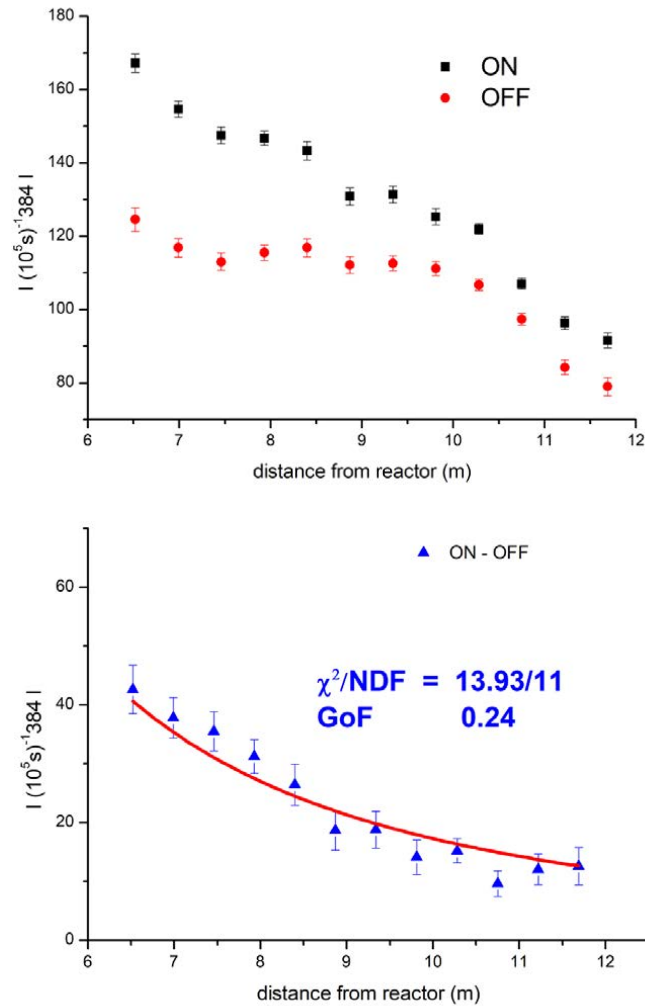


Figure 51. On top is the counting rate of correlated events (reactor at 90 MW – ON) and (reactor stopped – OFF) at different distances. Bottom – the difference in the counting rate (ON-OFF) as a function of distance.

The spectra of correlated events when the reactor is running at power ON and when the reactor is stopped OFF, as well as the spectrum of their difference ON-OFF are shown in Figure 52. As discussed earlier, their difference refers to the neutrino spectrum of the

reactor, since the fast neutron flux from the reactor, which could contribute to the ON-OFF difference, does not exceed $(1.1 \pm 0.45)\%$, which was shown in section 2.5.2. But the most important thing is that the background does not have any dependence similar to the oscillation.

The ON spectrum and the OFF spectrum, averaged over all distances, are shown in Figure 52 on the top. At the bottom of the figure is the spectrum of the ON-OFF signal averaged over all distances – a blue histogram and the difference between the ON and OFF spectra averaged over all distances – a red histogram. It should be noted that for the analysis of neutrino oscillations, it is correct to use the spectrum of the ON-OFF signal for each distance and obtained in the nearest measurements. This makes it possible to compensate for the fluctuations of the cosmic background in the best way.

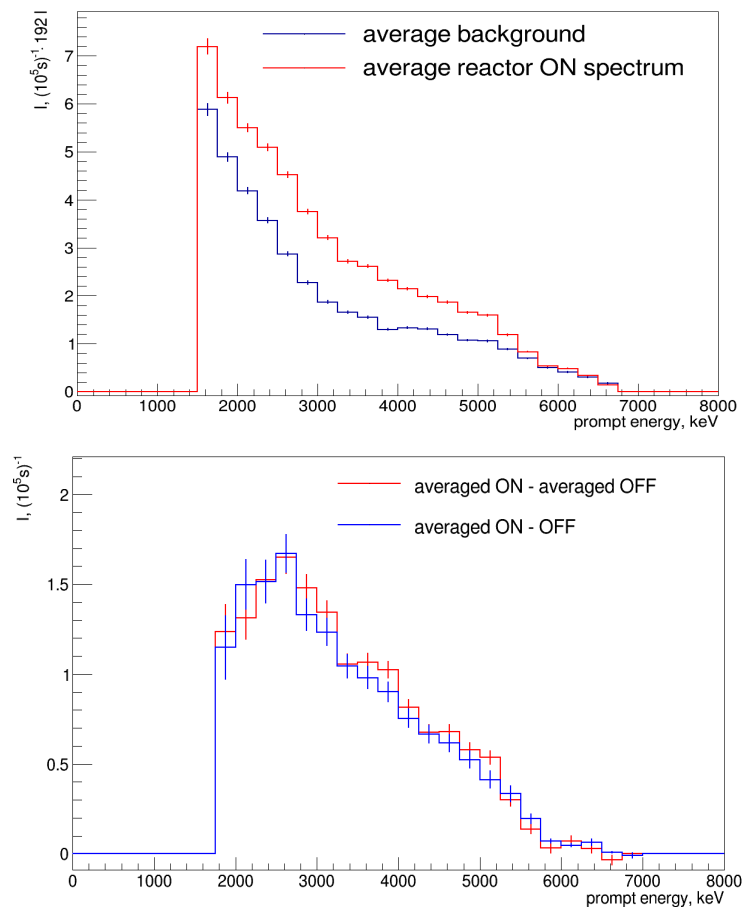


Figure 52. On top are the ON and OFF spectra averaged over all distances. At the bottom is the difference spectrum averaged over all distances – the blue line and the difference between the ON and OFF spectra averaged over all distances – the red line.

In addition to the correlated background, the problem is the background of accidental coincidences. Its energy spectrum is shown in Figure 53 for three distances. The influence of the reactor on the background of accidental coincidences is also shown in Figure 53 at the bottom. This background increases significantly if we reduce the threshold for delayed signals below 3 MeV and there is even some dependence on the reactor power. As mentioned earlier, this problem can be solved by choosing a threshold for delayed signals of 3.2 MeV, since the signal energy from the capture of a neutron by gadolinium is noticeably higher and reaches 8 MeV. The threshold for an prompt signal is set at 1.5 MeV to reduce the number of lost neutrino signals.

Thus, the conclusion of this analysis is the choice of optimal thresholds for recording direct and delayed signals.: 1.5 MeV and 3.2 MeV respectively.

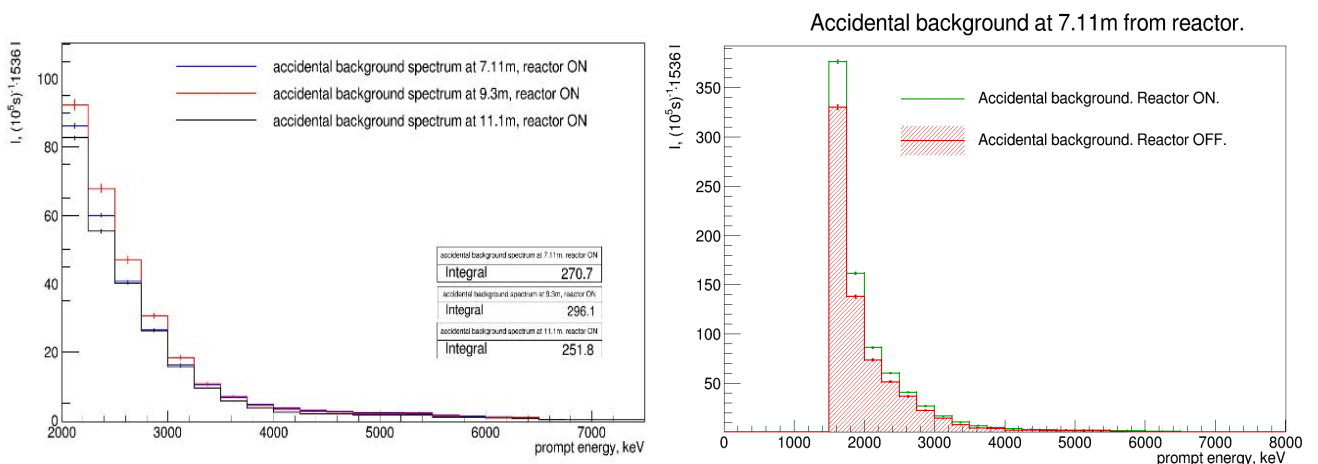


Figure 53. Background spectra of accidental coincidences at distances of 7.11 m, 9.3 m and 11.1 m between the center of the reactor and the center of the detector (top). Background spectra of accidental coincidences for a working reactor ON and stopped OFF at the distance closest to the reactor - 7.11 m (bottom).

Chapter 4. Data analysis

The general approach to data analysis for finding parameter values that determine a certain dependence is to compare the experimentally measured dependence with the dependence expected under a particular hypothesis for different parameter values. The method of relative measurements described in Section 2.1, specifies only those values whose relation needs to be compared. Thus, in order to implement a model-independent analysis, the reactor antineutrino spectra measured at different distances must be presented in the appropriate form for this task.

4.1 Comparison of the experimental antineutrino spectrum with the calculated reactor spectrum

When comparing spectra, it is more convenient to consider the spectra of prompt signals. To compare the experimental spectrum of prompt signals during the registration of IBD with the calculated spectrum, it is necessary to consider the MC of calculating the efficiency of registration of the IBD process in the detector. The spectrum obtained in the experiment should be compared with the expected spectrum of prompt signals calculated in the MC simulation. An example of such a comparison is shown in Figure 54, where the experimental spectrum of prompt signals averaged over all distances is presented, and the MK spectrum of prompt signals obtained from the spectrum ^{235}U taking into account the thresholds for recording experimental signals..

As already noted, for the analysis of neutrino oscillations, it is correct to use the average spectrum of the ON-OFF signal for each distance, and obtained in the nearest measurements, in order to best compensate for the fluctuations of the cosmic background. However, a comparison can be made using the difference of the ON and OFF spectra averaged over all distances. This makes it possible to include long-term background

measurements in data processing in 2020. Both spectra are compared with the calculated one and are shown in Figure 54.

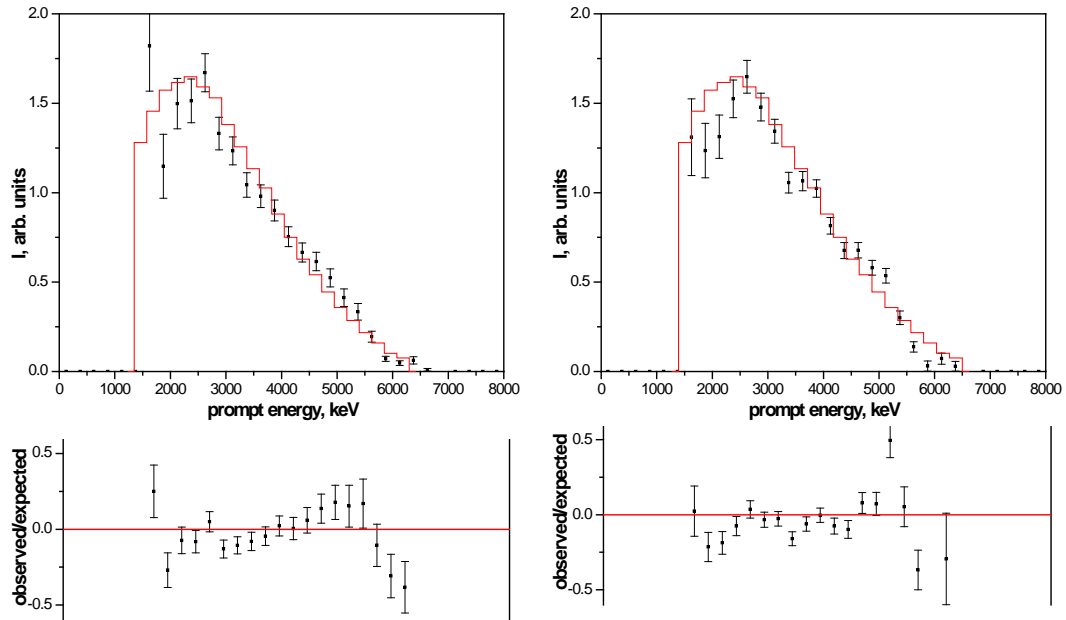


Figure 54. Comparison of the calculated MC antineutrino spectrum for ^{235}U with the experimental ON-OFF spectrum. Below is their difference, normalized to the calculated spectrum. The first two figures represent the ON-OFF signal spectrum averaged over all distances, the second two figures represent the difference between the ON and OFF spectra averaged over all distances, where long-term background measurements are included.

Comparison of experimental and calculated spectra demonstrates they're not quite satisfactory agreement within the framework of available statistical accuracy. The reasons for the possible discrepancy may be caused by different circumstances. Firstly, the energy calibration of the calculated spectrum is not fixed, and the energy dependence of the neutrino registration efficiency is not completely accurate. Secondly, we can consider the presence in the spectrum of the often-discussed bump in the 5 MeV region. Both reasons cannot be ruled out. The question of the possibility of oscillations is the main one. Therefore, as noted earlier, comparing only the energy dependence with the expected spectrum is not entirely satisfactory, and a spectral-independent method of analyzing experimental data is needed to solve this problem.

4.2 Spectral-independent method of analysis

Section 2.1 describes a method for analyzing relative measurement data in which the shape of the spectrum turns out to be insignificant (this will be checked separately in Section 5.2), that is, just a model and spectrally independent data analysis. For simplicity, we neglect the size of the reactor core and the height of the detector section, then the formula (31) will have the form:

$$R_{ik}^{\text{exp}} = (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2 / K^{-1} \sum_k^K (N_{ik} \pm \Delta N_{ik}) L_k^2 = \frac{\left\langle S(E) \left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{14}^2 L_k}{E} \right) \right) \right\rangle_i}{K^{-1} \sum_k^K \left\langle S(E) \left(1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{14}^2 L_k}{E} \right) \right) \right\rangle_i} \quad (33)$$

$S(E)$ – initial spectrum ^{235}U , $\langle s \rangle$ – integration with the energy resolution function with $\sigma=250$ keV and integration by energy bins. The right-hand side of the equation is the same ratio, written in analytical form taking into account the oscillation hypothesis. Despite the fact that this simplification is quite acceptable, in further analysis, nevertheless, the full formula (19) was used.

The denominator of this ratio is the counting rate of antineutrino events with the same energy, but averaged over all distances, therefore, with a sufficiently high frequency of oscillations, the denominator degenerates into a constant:

$$R_{ik}^{\text{th}} \approx \frac{1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27 \Delta m_{14}^2 L_k / E_i)}{1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{14}} \xrightarrow{\theta_{14}=0} 1 \quad (34)$$

This ratio turns into unity in the absence of oscillations. R_{ik}^{exp} the ratio in the approximation (34) up to the coefficient $1/(1 - 1/2 \sin^2 2\theta_{14})$ corresponds to equation (19), describing the oscillation process. However, taking into account the final resolution of the detector and the width of the energy bin, as will be shown in the next section, there is a damping of the oscillations.

The results of measurements of the dependence of the antineutrino flux on distance and energy can be presented in the form of a matrix containing $24 \times K$ elements N_{ik} ,

denoting a difference signal in the i -th interval (binet) of energies ($i = 1 \dots K$) and the k -th interval of distances from the reactor center ($k = 1 \dots 24$). In total, we get 24 positions in which the antineutrino spectral flux is measured in the range from 6.4 m to 11.9 m. The spatial interval corresponds to the size of the detector cell and is 23cm, which is half the size of the reactor core.

The energy spectrum is divided into intervals (bins) of different widths of 500 keV ($K=9$), 250 keV ($K=18$) and 125 keV ($K=36$). A more detailed partitioning does not make sense due to a decrease in the statistical accuracy of the matrix element. Even when partitioned by 500 keV, the statistical accuracy of our measurements is not enough to construct an oscillation curve. Also, the measurement matrix can be represented as a dependence on L_k/E_i . At the same time, some elements of the matrix will have the same ratio L_k/E_i , that is, the single phase of the oscillation dependence on L/E and these points can be combined – coherently folded. Figure 55 shows a matrix of experimental data and schematically presents the procedure of coherent summation. In the further analysis, we will use splitting by energy intervals of 500 keV and combining 8 points, in addition, we will use splitting by energy intervals of 250 keV and combining 16 points close in L/E , and finally, we will use splitting by energy intervals of 125 keV and combining neighboring results into L/E dependencies of 32 points.

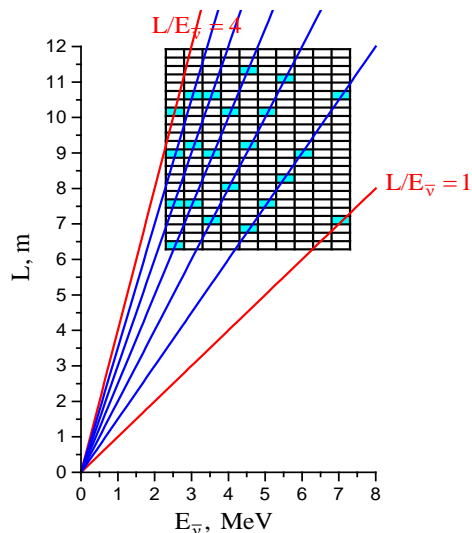


Figure 55. Illustration of the method of coherent addition of measurement results to obtain the dependence of R_{ik}^{sim} on the ratio L/E .

All three data processing options use almost the same statistical material and they are equivalent within statistical accuracy. The expediency of repeating data processing is to avoid random fluctuations in the random sampling of data. Therefore, averaging the results of all the above-mentioned data processing options helps to avoid random fluctuations. It is advisable to explain that when averaging, the statistical accuracy of the average result remains the same. The results of processing experimental data using the scheme described above are presented.

For comparison with the theory, it is necessary to make a MC simulation of the experiment and take into account the energy resolution of the detector. Despite the small influence of the size of the detector sections and the size of the reactor core, these parameters were taken into account during modeling.

4.3 Monte Carlo simulation of expected results using a spectral-independent analysis method

This section describes Monte Carlo calculations in which the geometric parameters of the source and detector are used, taking into account the split into separate sections.

In this simulation, the values of the parameters Δm_{14}^2 and $\sin^2 2\theta_{14}$ were used close to those that will be obtained later from the analysis of experimental data. The purpose of this simulation is to see what the oscillation process looks like on the E, L plane and how to extract the oscillation process as a function of the L/E ratio in accordance with equation (31).

An antineutrino source with the geometric dimensions of the reactor core $42 \times 42 \times 35 \text{ cm}^3$ was modeled, as well as an antineutrino detector taking into account its geometric dimensions (50 sections with dimensions $22.5 \times 22.5 \times 75 \text{ cm}^3$). The anti-neutrino spectrum of ^{235}U multiplied by the function of the oscillation effect was used $1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2(1.27\Delta m_{14}^2 L_k/E_i)$.

The expected oscillation effect for different energy resolution of the detector is shown on the plane (E,L) as a matrix – Figures 56 and 57 on the left, and as a function of L/E obtained by adding data with the same L/E ratio – Figures 56 and 57 on the right [91].

Figure 57 (left) shows a simulated matrix of the ratio $N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2$, which is proposed to be used for data processing in accordance with equation (31). In the calculations, the statistical accuracy of modeling the ratio ($\Delta N_{ik}/N_{ik}$) was 1%, which is significantly better than in the experiment.

The most important parameter in this simulation was the energy resolution of the detector, which was determined by the energy interval in the matrix of 250 keV and 500 keV, respectively. Clearly, the loss of the energy resolution of the detector suppresses the observed effect of oscillations. But at the same time, the number of observed oscillation periods decreases, and the amplitude of the first observed oscillations remains.

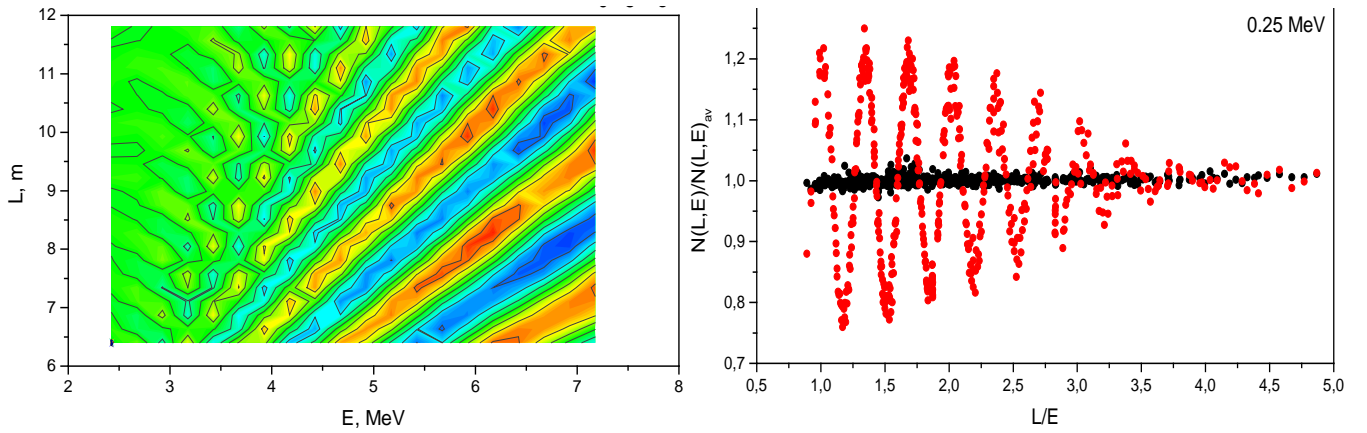


Figure 56. Matrix R_{ik}^{sim} of the ratio $(N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2)$ for the ± 125 keV detector energy resolution (on the left); R_{ik}^{sim} dependence on L/E (on the right).

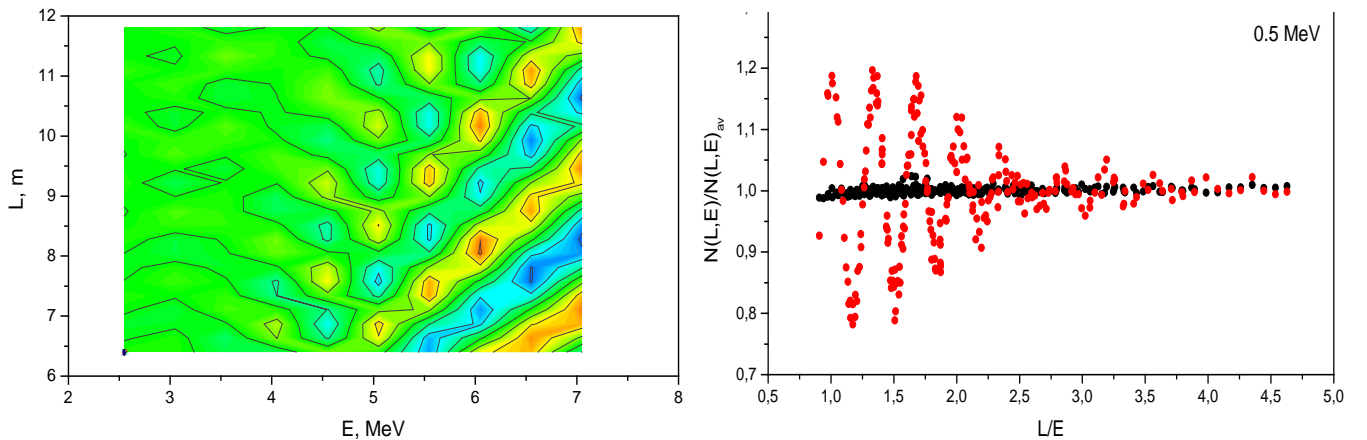


Figure 57. Matrix R_{ik}^{sim} of the ratio $(N_{ik}L_k^2/K^{-1}\sum N_{ik}L_k^2)$ for the ± 250 keV detector energy resolution (on the left); R_{ik}^{sim} dependence on L/E (on the right).

In this section, the necessary explanations related to the processing of experimental data and their MC modeling should be made. The problem of energy resolution requires special attention. The construction of a measurement matrix on a plane with an interval ΔE already involves the introduction of energy resolution. Figures 56 and 57 differ only in that the energy interval of data collection was chosen differently: $\Delta E = 250$ keV or $\Delta E = 500$ keV. In the initial simulated data, the energy resolution of the detector was considered ideal. To clarify the question of how to choose the energy interval, the following modeling can be carried out.

An experiment with an energy resolution $\sigma = \pm 250$ keV simulated. Data processing is done with an energy interval of 125 keV, 250 keV and 500 keV. To complete the picture, a calculation is also made with an ideal energy resolution and different energy intervals.

A comparison of the dependencies shown on the left and right in Figure 58, clearly demonstrates the effect of the detector's energy resolution on the oscillation curve. The right-hand figures show that the choice of the energy interval less than or equal to the energy resolution of the detector $\sigma = 250$ keV practically does not affect the shape of the oscillation curve. The choice of the energy interval $\Delta E = 500$ keV practically replaces the consideration of the energy resolution of the detector $\sigma = 250$ and can be used for express analysis. For final calculations, the energy resolution of the detector $\sigma = 250$ keV should be used. The choice of the energy interval $\Delta E = 500$ keV and simultaneous accounting of the energy resolution of the detector $\sigma = 250$ keV is erroneous, this leads to a double accounting of the energy resolution as done in [93].

So, based on the fact that the energy resolution of the detector when registering gamma quanta is in the range of 220 - 310 keV (Figure 50) and the features of the registration of positrons (Figure 39, Table 8.) it seems correct to process data for the analysis of the oscillation process using the energy resolution of the detector $\sigma = 250$ keV, independent of the energy of the positron.

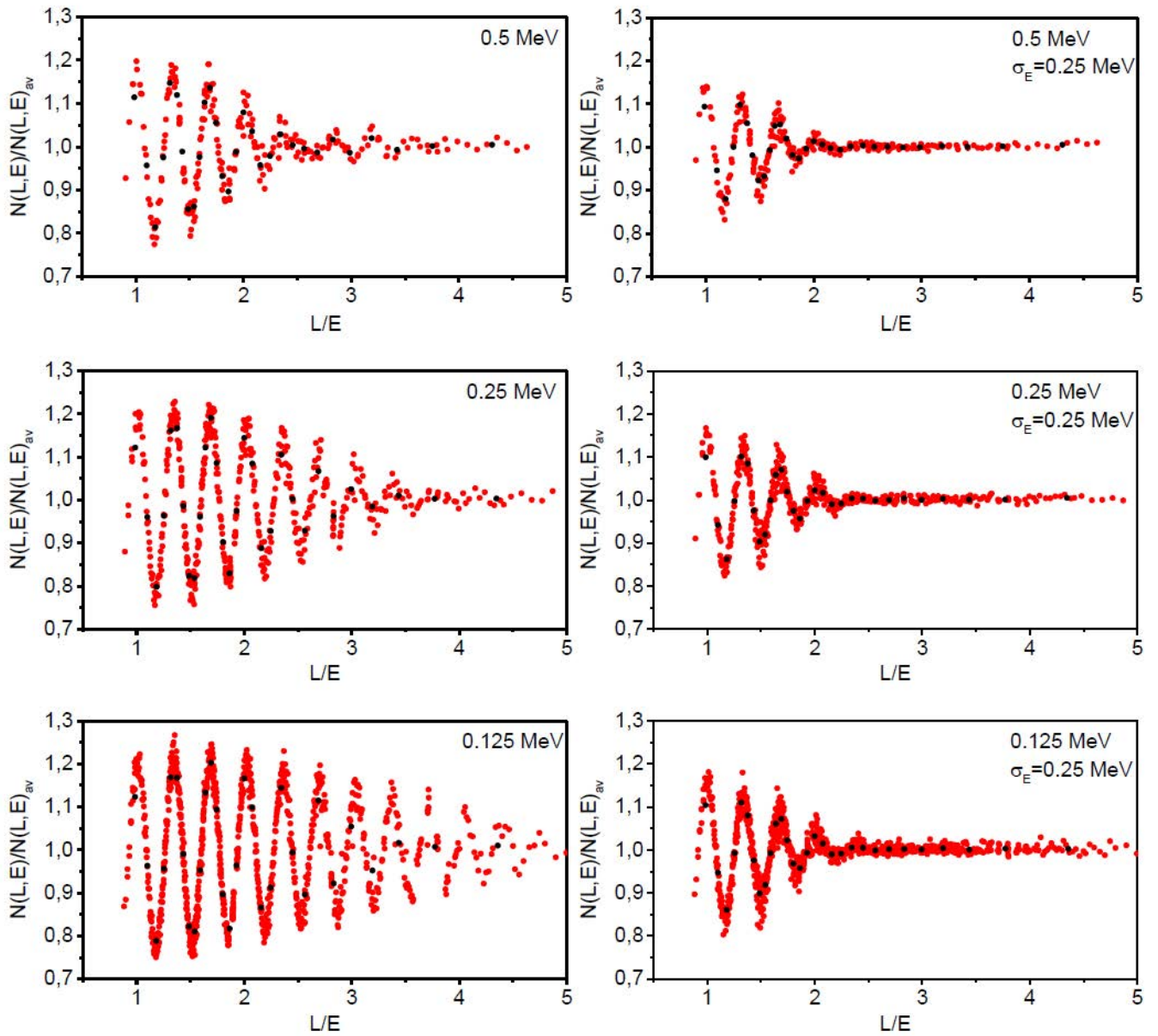


Figure 58. On the left is the calculation of the oscillation curve with the ideal energy resolution of the detector and with an energy interval of 125 keV, 250 keV and 500 keV. On the right – simulation of oscillation curves with energy resolution $\sigma = 250$ keV and intervals of 125, 250, 500 keV.

The number of red dots on the curve corresponds to the number of elements in the matrix in Figure 58. Black dots on the curve appear after combining adjacent results on the L/E dependence. The number of black dots on all six curves is the same.

4.4 First phase of data analysis

Below is an analysis of the data of the antineutrino signal from the reactor for the first and second measurement cycles together.

Initial count rate distribution (ON – OFF) = N_ν over the entire energy range, shown in Figure 34 on the left, is the count deviation from the average value for different series of measurements, which in each case is normalized to its statistical error. This allows you to combine all measurements at different distances together in order to identify additional scatter in the data besides the statistical one. This distribution is well described by the Gaussian function and is determined almost exclusively by statistics. This means that we do not observe additional instabilities other than changes in the cosmic background.

We compare it with the distribution obtained for the ratio R_{ik}^{exp} from the same dataset. It, like the ON-OFF distribution, is normalized to the statistical error and represents the deviation of R_{ik}^{exp} from unity.

In this case, the energy scale was divided into 9 intervals of 500 keV and the distance scale into 24 intervals, that is, there are 216 elements in the measurement matrix. Figure 59 on the right shows the distribution of all 216 points over the L/E range from 0.9 to 4.7. It can be seen that the distribution R_{ik}^{exp} already differs from the normal one. The value of χ^2/dof , obtained from this comparison is 25.9/16, which excludes the possibility of describing the distribution of the ratio R_{ik}^{exp} by a statistical distribution function, since the reliability of such a description is only 5%.

The broadening of the distribution R_{ik}^{exp} should arise in the presence of the effect of oscillations. This can be seen as the first manifestation of the effect of oscillations in data processing.

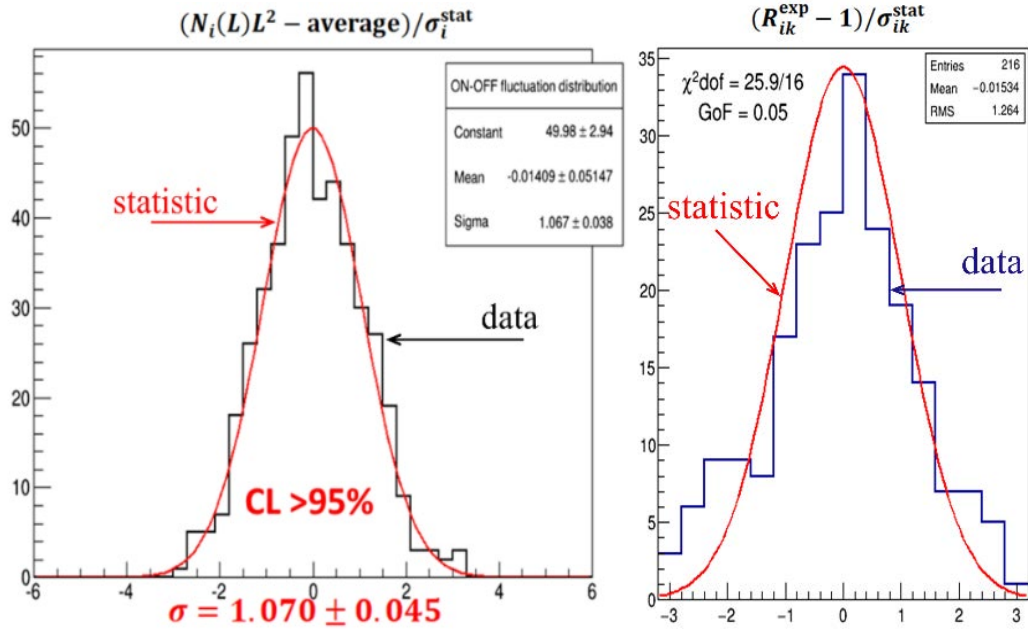


Figure 59. On the left - the distribution of the ON-OFF count rate in the entire energy range, normalized to σ ; right – distribution R_{ik}^{exp} for 216 points over the L/E range from 0.9 to 4.7, normalized to σ .

4.5 Search for oscillation parameters

The optimal oscillation parameters can be found using the distribution:

$$\sum_{i,k} (R_{ik}^{\text{exp}} - R_{ik}^{\text{th}})^2 / (\Delta R_{ik}^{\text{exp}})^2 = \chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2).$$

The matrix of measurement results should be compared with the matrix with the expected matrix obtained using the MC calculation with an energy resolution of ± 250 keV. The search for constraints on the oscillation parameters $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ was carried out using the $\Delta\chi^2$. The dependence of the R-ratio on the parameter L/E was used, which clearly demonstrates the process of oscillations.

The result of the analysis of the data of the first and second cycles of measurements on the plane $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ is shown in Figure 60. The range of oscillation parameters marked in pink is excluded with a reliability of more than 3σ . However, there are parameter regions, including the region near the values $\Delta m_{14}^2 = 7.3\text{eV}^2$ and $\sin^2 2\theta_{14} =$

0.36, which may correspond to the values of the oscillation parameters. The confidence level of the hypothesis of oscillations to the sterile state is 2.9σ . It also shows the regions of the reactor and gallium anomalies [85].

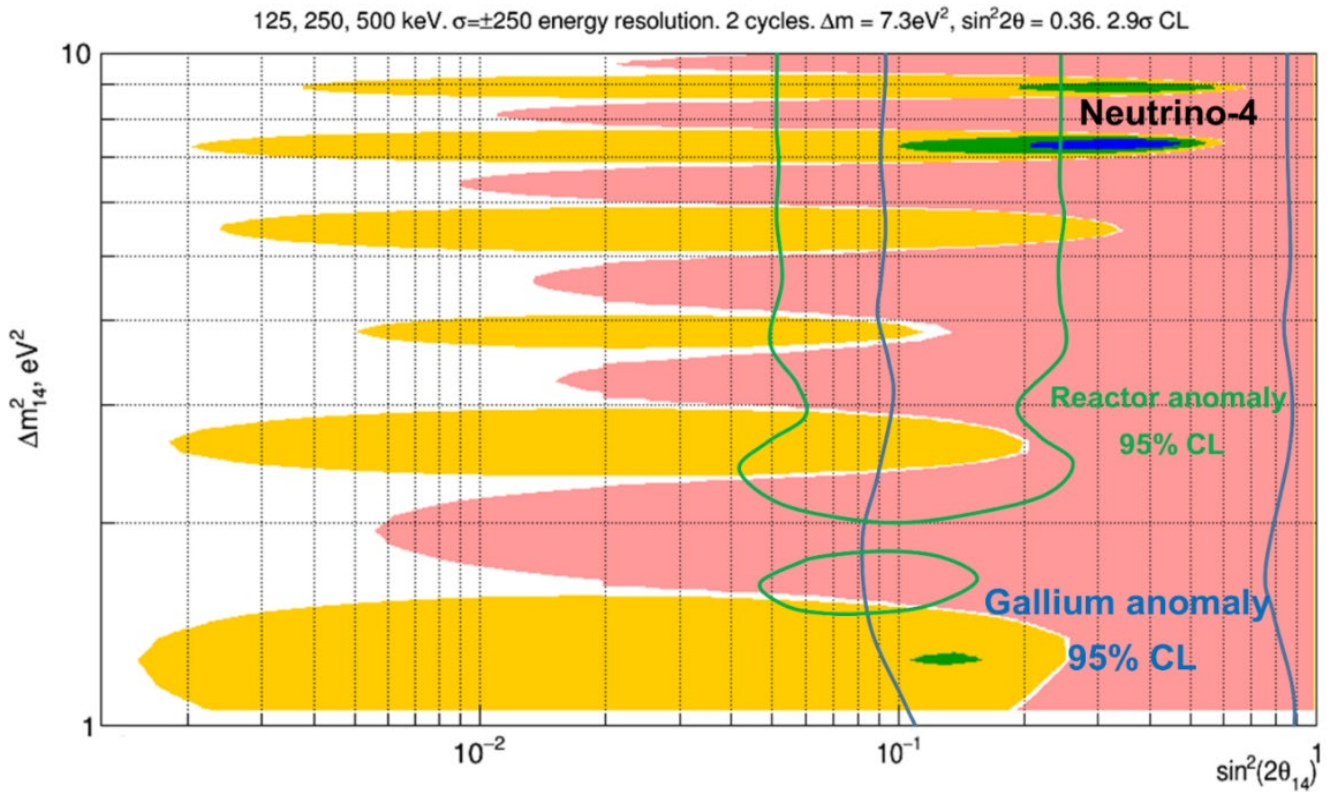


Figure 60. The result of the analysis of the data obtained during the first and second measurement cycles. constraints on oscillation parameters $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$. The area of parameters excluded with a confidence level of more than 3σ is marked in pink. Orange - the range of acceptable values with a confidence of no more than 2.9σ . Green - the range of acceptable values of the oscillation parameters with a confidence level of 2σ and blue - with a confidence level of 1σ .

Figure 61 shows the results of the analysis of the data of the first measurement cycle (I), the results of the analysis of the data of the first measurement cycle together with the second measurement cycle (II), as well as the results of the analysis of the data of the first measurement cycle, with the second measurement cycle and with the third measurement cycle (III). On the left is the central part of the region $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ and on the right is the oscillation curve.

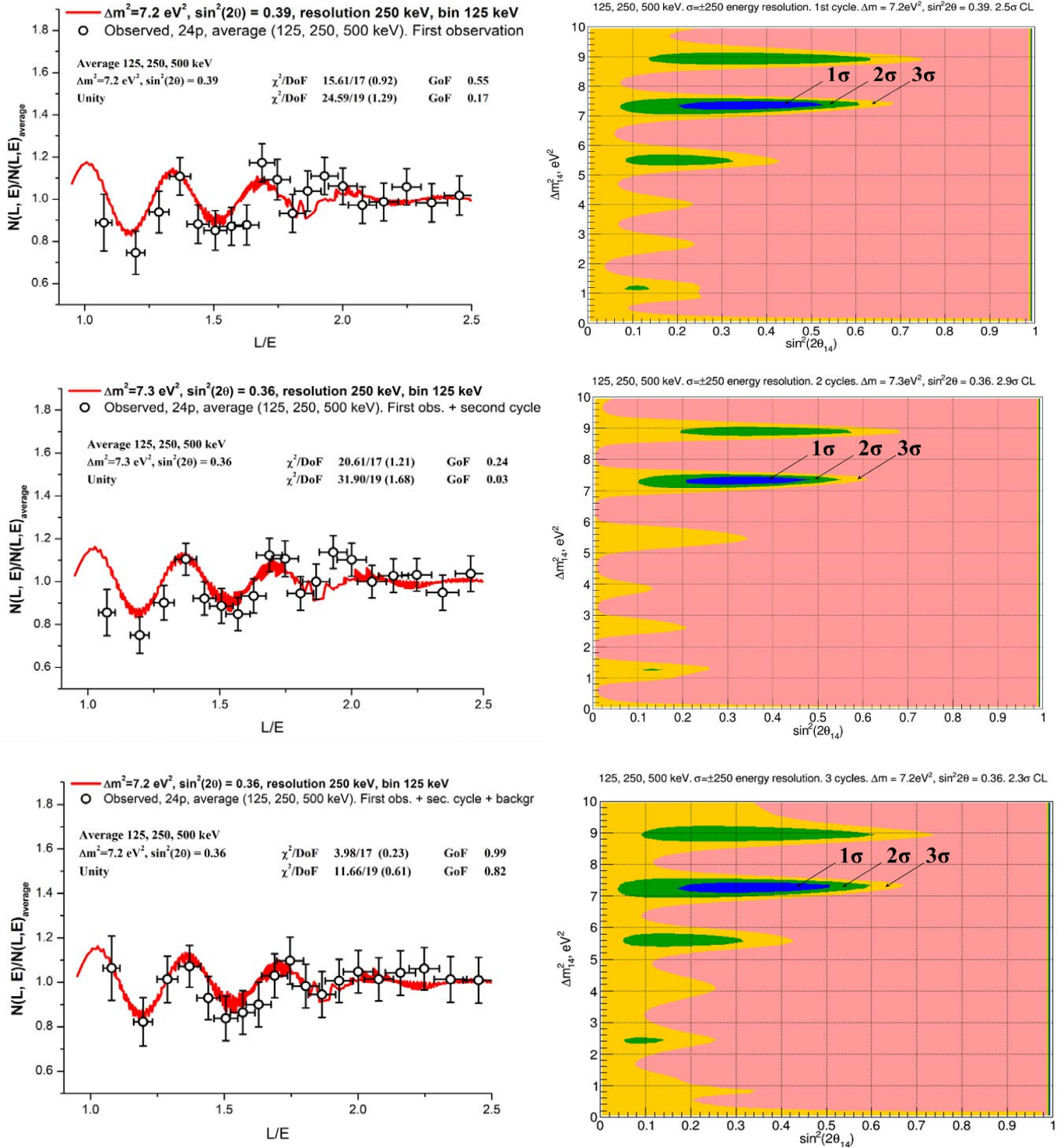


Figure 61. On the top - the result of the analysis of the first measurement cycle (I), in the middle - the result of the analysis of the data of the first and second (II) measurement cycles together, at the bottom - the result of the analysis of the data of all measurement cycles together with the third cycle (III). On the left - central regions near the parameter values corresponding to the best fit, on the plane $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$, on the right - oscillation curves, dependences of R-ratio on L/E at parameter values $\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$, corresponding to the best approximation.

Table 9 shows the χ^2/DoF and goodness of fit values for the assays with and without oscillations for all three cases I, II, and III.

Table 9. χ^2/DoF and GoF values for three datasets.

Case	$\Delta m_{14}^2, \sin^2 2\theta_{14}$ parameters corresponding to the best fit point	χ^2/DoF (reduced χ^2) for the fit with hypothesis of no oscillation and for the best fit	Goodness of fit for the hypothesis w/out oscillation and for the best fit
I	7.2 eV ² , 0.39 (2.5 σ)	15.61/17 (0.92) 24.59/19 (1.29)	0.55 0.17
II	7.3 eV ² , 0.36 (2.9 σ)	20.61/17 (1.21) 31.90/19 (1.68)	0.24 0.03
III	7.2 eV ² , 0.36 (2.3 σ)	3.98/17 (0.23) 11.66/19 (0.61)	0.99 0.82

Here it should already be noted that the measurement error of $\sin^2 2\theta_{14}$ decreased after the inclusion of data from the second measurement cycle, and the confidence level also increased. However, after the inclusion of additional background measurements in the third cycle, the error of the $\sin^2 2\theta_{14}$ measurement increased, and the confidence level dropped. As already noted, it is preferable to measure in the reactor ON reactor OFF mode with a short time interval. In this case, background fluctuations are compensated. When we use long-term and independent background measurements and compare them with the reactor ON measurements at intervals of 1-2 years, then we can get a dispersion of the background data well beyond the statistical limits. This only leads to an increase, not a decrease, in the measurement error. Therefore, we consider the results obtained in the first and second cycles of measurements $\Delta m_{14}^2 = 7.30 \pm 0.13_{st}$ and $\sin^2 2\theta = 0.36 \pm 0.12(2.9\sigma)$.

4.6 Dependence of the flux of reactor antineutrinos on the distance in the range of 6–12 meters

The results of measurements of the count rate difference with the reactor ON and OFF are shown in Figures 62–64. Fitting the experimental dependence with a constant gives a satisfactory result. The goodness of fit has a value of 22%. Corrections for the final dimensions of the reactor core and detector sections when considering the dependence of the flow on the distance are negligible - 0.3%, corrections for the difference between the axis of motion of the detector and the direction to the center of the reactor core can also be neglected, they are approximately 0.6%.

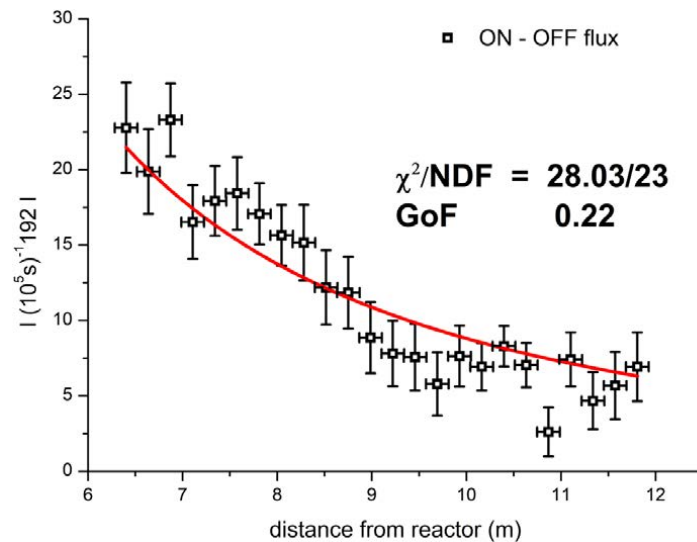


Figure 62. Dependence of the antineutrino flux on the distance to the reactor core.

Considering the oscillation parameters obtained, it is possible to estimate the ratio of the observed flux to the expected flux of reactor antineutrinos with a spectrum corresponding to highly enriched ^{235}U fuel. For the values of the oscillation parameters $\Delta m_{14}^2 = 7.30 \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta = 0.36$ we will have the dependence of this ratio on the distance shown in Figure 63 by the black line. As noted earlier in Section 2.1, at a high frequency of oscillations, i.e., at sufficiently large values of the squared mass difference, the deviations of the flux ratio from a constant quickly decay and only a deficit is observed already at a distance of several meters, which is observed in the figure. The ratios of the

fluxes experimentally observed in the Neutrino-4 experiment at different distances to the values of the A/L^2 function at the corresponding values of L , for which the parameter A corresponds to the best approximation of the experimental data (red line in Figure 62) is shown in Figure 64; the black straight line is the deficit level corresponding to the oscillation parameters at distances 6-12. The red dots in Figure 63 are the averaged over 4 values of these ratio. Antineutrino flux measured on the detector models also showed good agreement with flux decrease as A/L^2 [94].

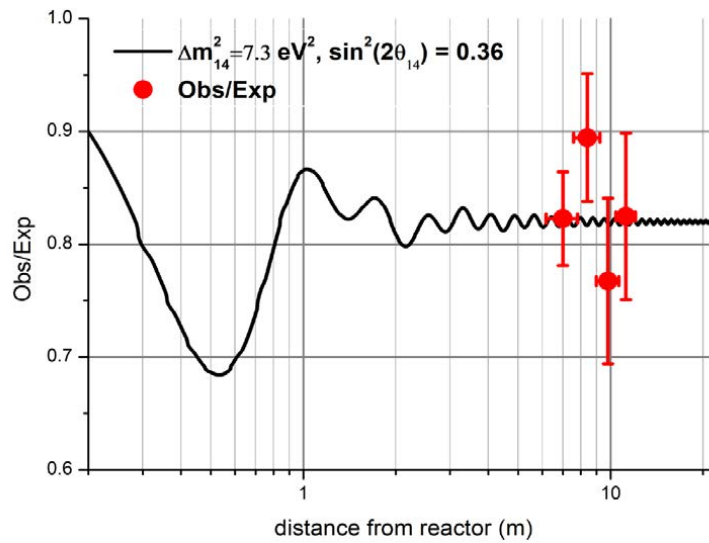


Figure 63. The ratio of the observed and expected fluxes, taking into account the effect of oscillations with the parameters obtained in the Neutrino-4 experiment $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta_{14} = 0.36$.

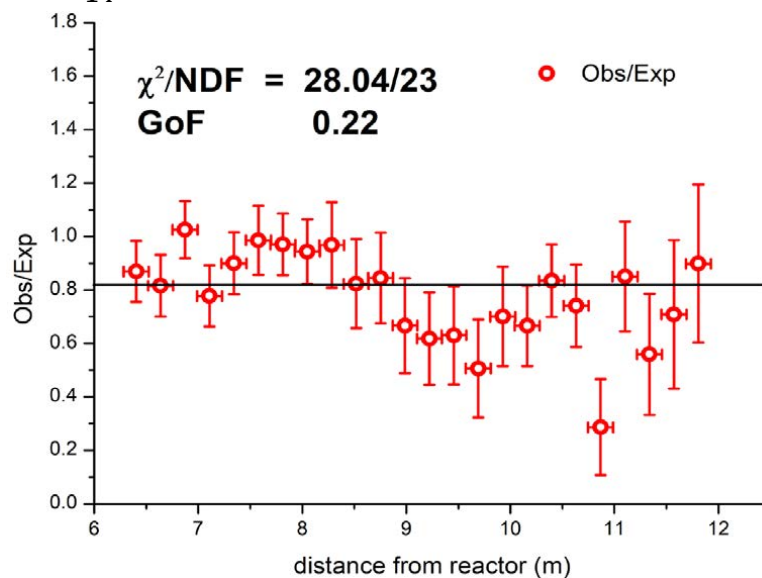


Figure 64. Dependence of the neutrino flux on the distance to the center of the reactor core, measurement results, normalized to the best approximation by the A/L^2 function.

Chapter 5. Analysis of possible systemic effects

This section provides the necessary analysis of systematic effects that could form some deviations in the measured spectrum, which in turn would lead to the observation of a periodic dependence.

5.1 Fast neutron background

The study of possible systematic effects was carried out using the background of fast neutrons from cosmic radiation. To check for possible systematic effects, you need to turn off the antineutrino flux and perform the same data analysis. That is, it is necessary to repeat the entire data analysis using the background of fast neutrons from cosmic radiation. The statistical accuracy of the result of such an analysis will be noticeably higher than the accuracy of the observed effect since more background measurement data has been accumulated. The results of the analysis of background measurements (data collected for the entire observation period) on the manifestation of the effect of oscillations on the plane of the parameters Δm_{14}^2 and $\sin^2 2\theta_{14}$ are shown in the figure.

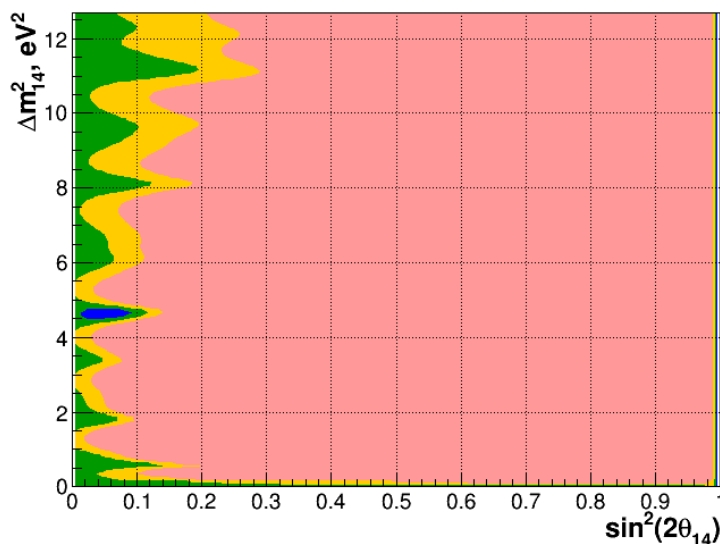


Figure 65. The result of the $\Delta\chi^2$ -analysis on the plane $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ for the correlated background.

Figure 66 on the left shows the result of representing correlated background measurements as an L/E plot in the same way as for the data obtained from the ON–OFF difference. It can be seen from the figure that the background cannot form the observed oscillation effect shown in Figure 66 on the right.

The correlated background (fast neutrons from cosmic radiation) in the laboratory is not uniform and has some dependence on the place of observation. This is due to the uneven distribution of floor materials (mainly concrete) of the building, which can be seen in Figure 18.

It can be seen that the dependence of the R-ratio on L/E satisfies the constant fit with $\chi^2/DoF = 1.3$, while the oscillatory dependence gives $\chi^2/DoF = 6.1$. Therefore, it can be concluded that the equipment cannot be the cause of a systematic effect that could create a false oscillation effect..

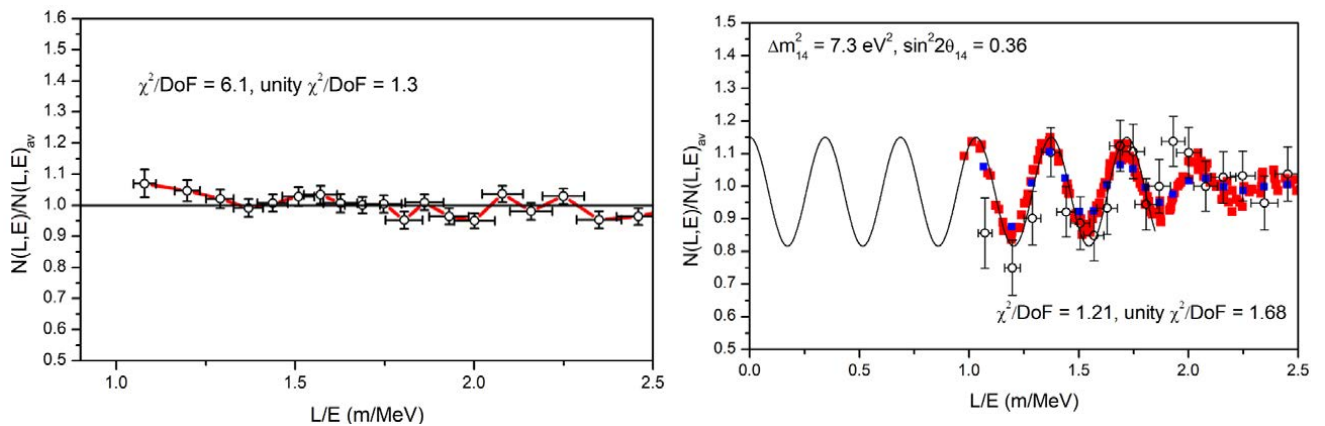


Figure 66. Comparison of dependences of R-ratio on L/E obtained from correlated, background – on the left, and antineutrino signal (ON–OFF differences) – on the right.

5.2 Spectral independence and features of the analysis method

The next possible question is the spectral independence of the method. It is shown in Figure 67, which shows the results of data processing from the first measurement cycle using four different spectra: 1) the observed experimental spectrum, 2) the ^{235}U spectrum, 3) the spectrum with oscillations taken into account, and 4) the spectrum of Monte Carlo

calculations. As shown in the figure, the resulting function of L/E does not depend on the initial expected spectrum [89], so it can be argued with high accuracy that there is really practically no dependence on the spectrum on the right side of formula (31).

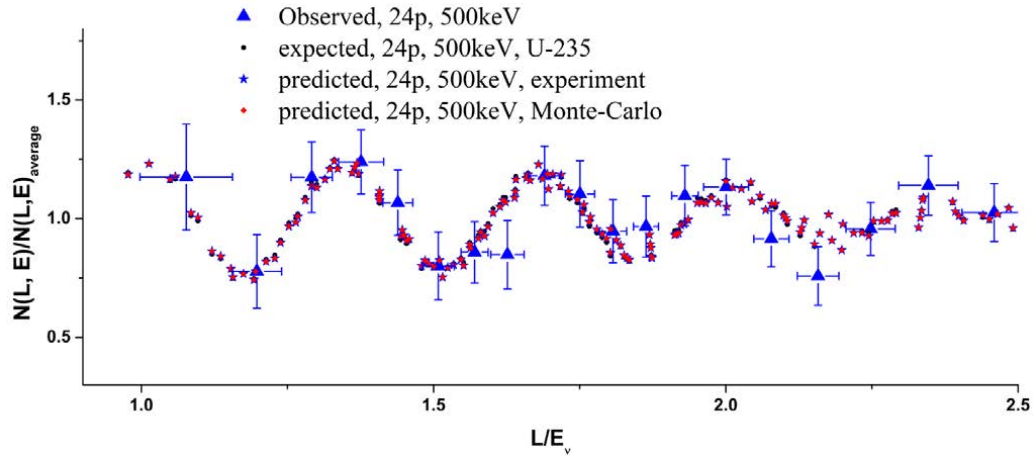


Figure 67. Comparison of experimental data with the expected forms of dependence under the assumption of different initial neutrino spectra. Black dots - ^{235}U spectrum, blue stars - experimental spectrum averaged over all distances, red diamonds - the result of Monte Carlo simulation of the neutrino spectrum for a full-scale detector.

It is of interest to check the effect of sampling the number of points in the summation procedure to obtain an experimental oscillation curve. Figure 68 [89] shows that coherent summation over 7, 8, or 9 points of data matrix elements of the first cycle does not lead to a significant difference in the experimental oscillation curve.

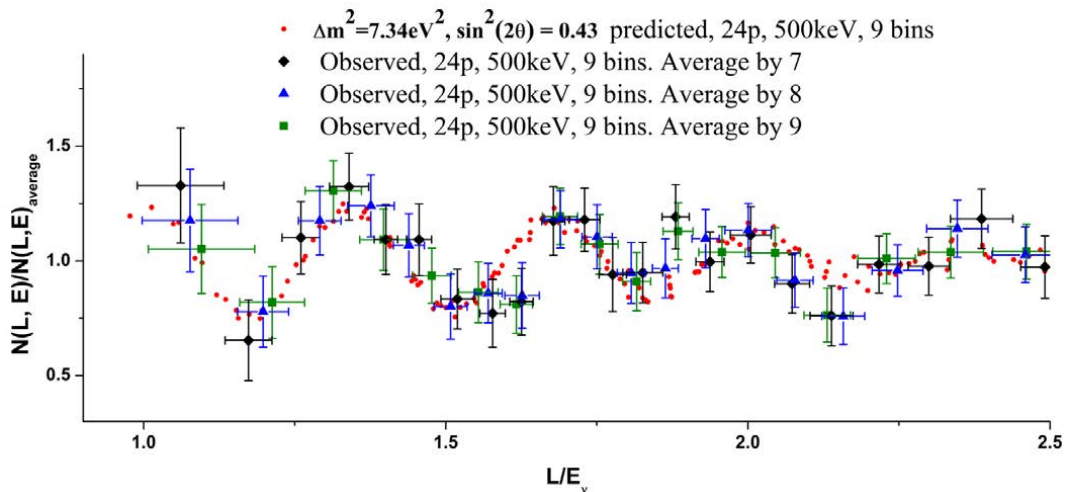


Figure 68. Coherent summation for different number of energy bins and with different averaging.

5.3 Influence of measurement conditions depending on reactor power

Fluctuations that are not correlated with the power of the reactor do not pose a danger of a false effect of oscillations. Therefore, it is necessary to investigate the possible change in any parameters, correlated with the power of the reactor. For example, the temperature in the laboratory increases when the reactor is turned on. If this changes, for example, the PMT gain, then this will lead to a shift in the spectra. Irregularities in the background spectrum will be shifted. During the background subtraction operation, a difference with a periodic structure will occur. This reasoning raises the following concern about the possibility of a false effect of oscillations. This requires a quantitative assessment of the possible size of the effect.

The change in temperature in the laboratory room when the reactor was turned on was not observed within an accuracy of 1–2 degrees. It should be noted that the detector, together with a part of the electronic equipment, is located inside a passive shield weighing 60 tons. This protection is essentially a cryostat. The temperature coefficient of voltage stability at the PMT is 0.23 volts per degree. These studies were carried out in a special stand with a temperature change of 20 degrees. The change in the PMT coefficient of Hamamatsu R5912 is 0.5% per degree, therefore, the shift of the spectrum in the region of 6000 keV is 30–60 keV. Finally, in another special stand, the temperature stability of the entire system, including the PMT and the scintillator, was tested. The temperature range was also 20 degrees, and the temperature stability was 1% per degree. Thus, the possible shift of the spectrum in the region of 6000 keV is 60–120 keV.

To check the possibility of forming a false effect of oscillations, data processing was simulated taking into account such a bias. This processing showed that the shift of the spectrum in the region of 6000 keV by 120 keV has no effect and does not simulate the formation of a false oscillation effect.

5.4 Inhomogeneous of cells

The next question is the effect of different detection efficiency of neutrino events by different rows of the detector. It should be noted that in this case we are talking about the efficiency of registering correlated signals. The registration of correlated signals captures several sections at once, as shown in Figure 35. The efficiency of registration of a section depends on its position. However, each section moves with its surroundings and its effectiveness does not depend on the position of the detector. Here it is important to recall that we use the method of relative measurements due to the movement of the detector and, in addition, the detection efficiency for each section is reduced in the R_{ik}^{exp} ratio. If all sections collected data at all distances, then no questions arose. However, measurements by the edge sections are not reproduced by the center sections. As will be shown below, no such influence is observed beyond the limits of statistical accuracy.

Finding the effectiveness of individual sections must be done experimentally. What is really needed is the efficiency of individual rows of the detector, which includes 5 sections at the same distance.

To experimentally determine the efficiency of rows with respect to correlated signals, the background of fast neutrons of cosmic origin can be used. In principle, to solve the problem posed, a source is required that would irradiate the entire detector uniformly, like a neutrino flux. The background of fast neutrons of cosmic origin is almost uniform, as shown in Figure 24. However, a self-shielding process occurs in the detector, so the first and last row of the detector show a higher count. The dependence of the detector row count on the row number is shown in Figure 69 on the left.

The moving distance of the detector corresponds to the section size (22.5 cm). All movements are controlled by a laser rangefinder. The measurements were made at 10 positions of the detector so that different rows could be in the same place. The spectra measured in different rows are subsequently averaged.

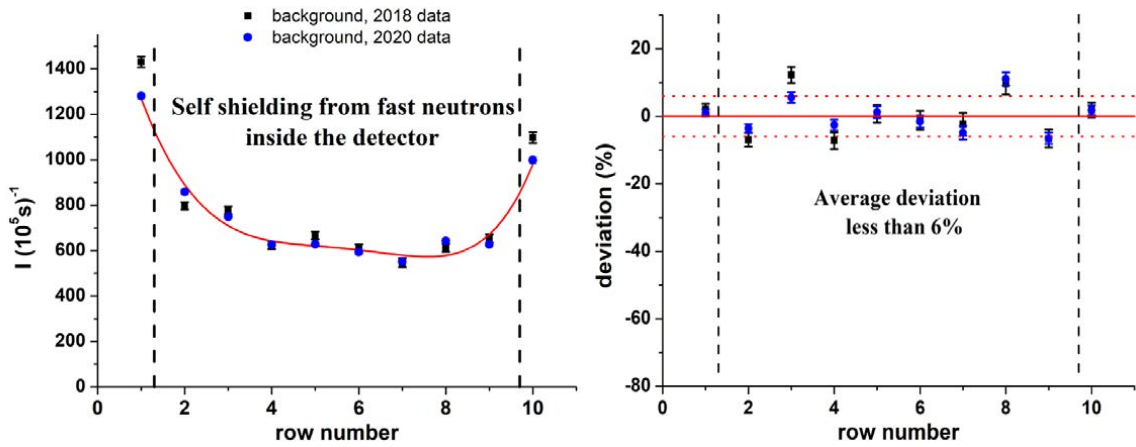


Figure 69. Distribution of prompt correlated background signals averaged over all positions in the detector (left). Deviation of the average distribution of prompt signals from the profile due to the inhomogeneity of the background of fast neutrons in the laboratory room (right).

When considering the average distribution of the count of prompt signals over the rows during background measurements for the entire time of data collection, shown in Figure 69 on the left, remember that the first and last rows are not used in the final L/E dependency. They are used as a passive shielding against neutrons, so the count in them is somewhat higher, they shield the central working part of the detector. As noted earlier, the cosmogenic background of fast neutrons inside the passive shield is homogeneous. However, for the uncorrelated background, there is some gradient $\sim 10\%$ at 6 to 12 meters, which may be due to the structure of the concrete masses of the building (Fig. 18).

The red line in Figure 69 on the left is the fast neutron distribution profile due to the self-shielding effect of the detector. The deviation of the count of fast neutrons from the average value can be interpreted as the difference in the efficiency of different rows of the detector. The average value of this deviation is $\sim 6\%$ (Figure 69 at the bottom). However, different rows of the detector appear at the same distance position, and the detection efficiency for each distance position is equalized, so only the average efficiency over the rows located at the same distance from the reactor plays a role.

To consider how differences in row efficiency affect the final results, it is necessary to take into account that the averaging of spectra obtained with different rows at the same

distance. In this approximation, the squared deviation from the mean is $\sim 1.8\%$, as shown in Figure 70 (on top). This indicates that the influence of the detector inhomogeneity on the L/E dependence is insignificant and cannot be the source of the oscillation effect.

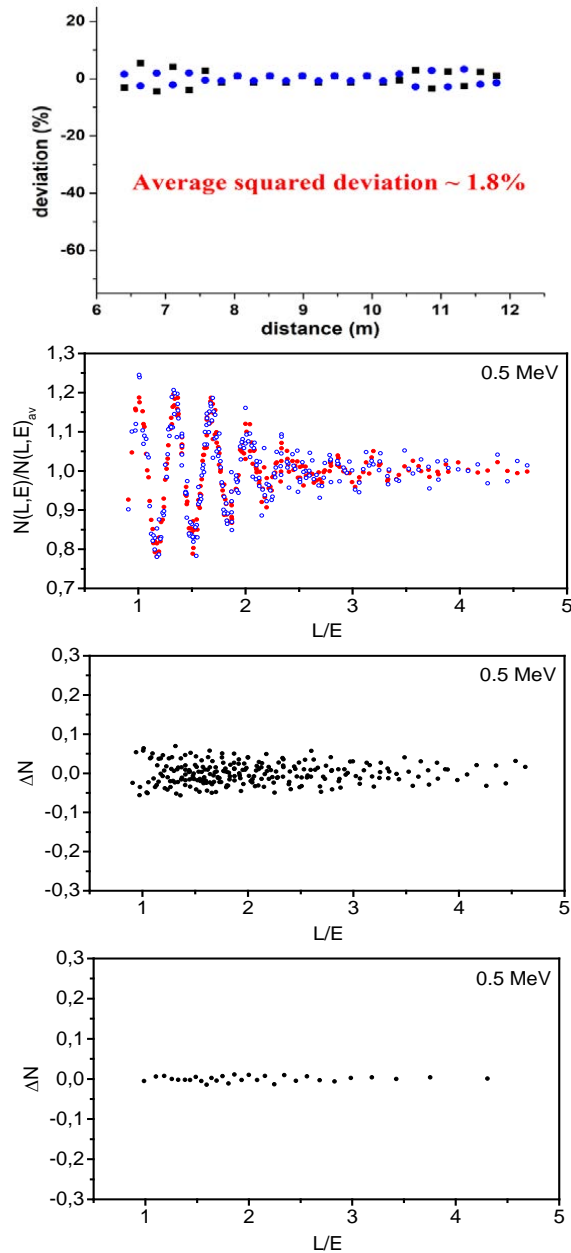


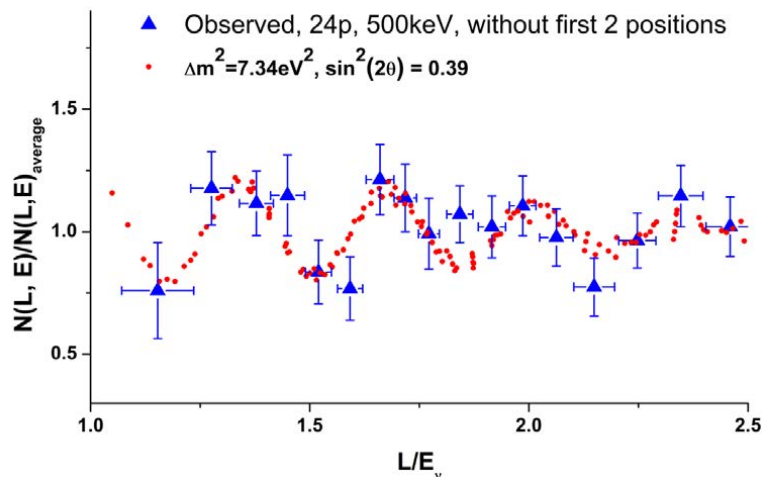
Figure 70. Top – the deviation of the correlated background count from the average value for each observation point after averaging over all rows. The second one is the result of the MC simulation of the oscillation effect with/without taking into account the different efficiency of the detector rows for correlated events at different distances. Red dots are the effect of oscillations without taking into account the influence of different efficiencies, blue dots are the effect of oscillations taking into account the influence of different efficiencies. The third is the difference between the effects with and without considering the different efficiency of the sections. Fourth - the same difference, summed over 8.

Nevertheless, it is advisable to carry out MC calculations to fully clarify this situation. The results of such calculations are shown in Figure 70 (second). It can be seen that taking into account the scatter in the efficiency of registering correlated events at different distances did not affect the effect of oscillations (Fig. 70 third and fourth). This situation is explained by the fact that the effect of oscillations is of a resonant nature and successfully survives in the presence of noise.

After averaging over 8 points, the noise effect is almost completely suppressed, since the determining frequency of the noise is much higher than the frequency of the oscillation curve. The fluctuations are no more than 1%, while the amplitude of the oscillation is 15%.

5.5 Excluding rows

For a further test of the analysis procedure, the second and third rows of the detector can be excluded from the analysis of the data at the position closest to the reactor and/or the eighth and ninth rows at the position farthest from the reactor, those data that are not averaged with other rows. The result based on first cycle data is in the Figure 71 [89], which shows that the effect of oscillations is preserved, but the statistical accuracy decreases to a confidence level of $\sim 2\sigma$.



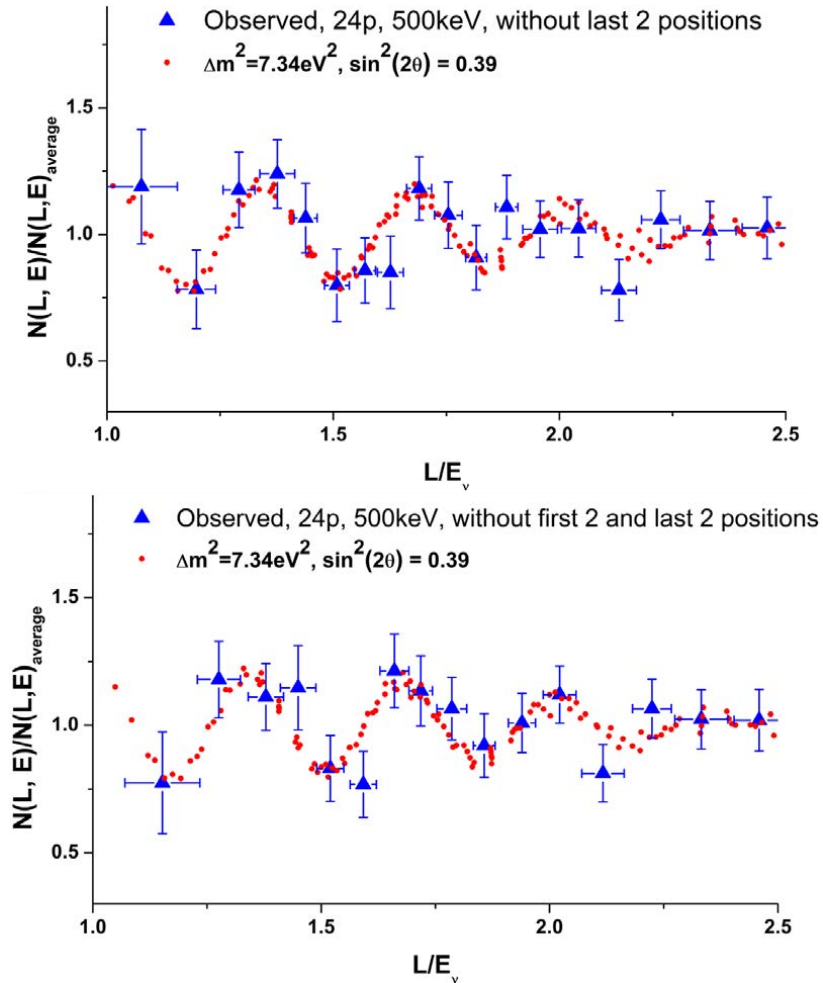


Figure 71. Top - the result of coherent summation without the first 2 positions of the detector; in the middle - without the last 2 positions; bottom - without the first and last 2.

5.6 Systematic experimental uncertainties

One of the possible systematic errors of the oscillation parameter Δm_{14}^2 is determined by the accuracy of the energy calibration of the detector. The relative accuracy of the L/E ratio is determined by the relative accuracy of the energy measurement, since the relative accuracy of the distance measurement is much better. The relative accuracy of energy measurement in the most statistically significant part of the measured 3-4 MeV neutrino spectrum is 5%. Therefore, the possible systematic error of the parameter Δm_{14}^2 is 0.60 eV^2 , $\delta(\Delta m^2)_{\text{syst1}} \approx 0.60 \text{ eV}^2$.

Another systematic error in determining the parameter Δm_{14}^2 may occur when processing data using the χ^2 method due to the appearance of additional regions around the optimal value $\Delta m_{14}^2 \approx 7.3 \text{eV}^2$. In particular, the nearest regions are at 5.2eV^2 and 8.8eV^2 as can be seen from Figure 60. However, the contribution from the 5.2eV^2 satellite is much smaller. Therefore, the possible systematic error can be estimated as $\delta(\Delta m^2)_{\text{sys}2} \approx 1.0 \text{eV}^2$. As a result, the measured value of the mass difference between the electron and sterile neutrinos is:

$$\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{\text{sys}t}) \text{eV}^2 = (7.3 \pm 1.17) \text{eV}^2$$

5.7 Monte Carlo Simulation of the experiment with statistical accuracy

The confidence levels presented in Chapter 4 on the oscillation parameter plane $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ were obtained using the Wilks theorem, which states that a function of two variables (fitting parameters) $\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) = \chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) - \chi_{\min}^2$, where χ_{\min}^2 is the minimum value of the $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ in the considered range of parameters $\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2$, tends to the distribution χ^2 with two degrees of freedom. Then simple inequalities can be used to estimate the confidence intervals and the corresponding confidence levels. Thus, the area of parameter values that correspond to the confidence level A is defined $\{(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) : \Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2) < a\}$, as for $A = 1\sigma$ (68.3%), $a = 2.30$; $A = 2\sigma$ (95.45%), $a = 6.18$; $A = 3\sigma$ (99.73%), $a = 11.83$.

However, to determine the ranges of acceptable values of the oscillation parameters, the use of this theorem can lead to an incorrect confidence level [96]. The point is that the correspondence $\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ to the distribution χ_2^2 is valid only asymptotically. The dependence of the oscillation probability on the parameters $\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2$ violates this requirement: firstly, due to the periodic dependence, and secondly, the values of the parameter $\sin^2 2\theta_{14} > 0$ are bounded from below by zero, then as a normal distribution is defined on the entire real axis, and thirdly, the dependence of the probability is such that the values of one of the parameters degenerate when the values of the second parameter tend to zero. Therefore, for a more correct assessment of the level of reliability of the

statement about the observation of oscillations, a more rigorous verification of the hypothesis is required, which is based on multiple Monte Carlo simulations.

In section 4.3 the simulation of the experiment was presented without taking into account the background conditions. In this section, we present the simulation of the experiment considering the background conditions observed in the experiment and the energy dependence of the energy resolution of the detector.

In the Monte Carlo model, as before, an antineutrino source with dimensions of the reactor core of $42 \times 42 \times 35 \text{ cm}^3$ and an antineutrino detector consisting of 50 sections with geometric dimensions of $22.5 \times 22.5 \times 75 \text{ cm}^3$ were considered. Sections in the same row were merged. Antineutrinos were detected at all 24 distances from 6.5 m to 12 m with a row size step of 22.5 cm. The antineutrino spectrum was simulated in accordance with the antineutrino spectrum for ^{235}U , although this did not play a role for the method of relative measurements used by us.

The number of simulated events corresponded to the counting statistics (ON - OFF) accumulated in the experiment at different distances. Thus, the variance of the count in the model was chosen in accordance with the statistical error of the experiment, that is, taking into account the background. In this case, we used the final statistical errors obtained after the completion of the second measurement cycle. The data of background measurements with the reactor shut down were not used. Thus, the experimental matrix $N_{ik} = N(E_i^{\nu}, L_k)$ was modeled. The ON-OFF neutrino count rate was simulated for two cases with oscillations and without oscillations. For the case with oscillations, the parameters obtained as a result of processing experimental data were used $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$.

The purpose was to reproduce the experiment multiple times and form the distribution for the two mentioned cases by averaging the data. To obtain an oscillation dependence, each of the simulated experiments was analyzed according to the same processing scheme as in the real experiment. Each time the analysis was carried out with the hypothesis of oscillations and with the hypothesis without oscillations. Thus, it was found out which of the hypotheses fits better for each of the experiments simulated. To do this, each time the

value of χ^2 was calculated to fit the oscillation curve χ_{sin}^2 , or by the constant χ_{const}^2 . In general, $5 \cdot 10^6$ experiments were performed for the case with oscillations and the same number without oscillations.

Figure 72 shows the distribution of the values of the reduced χ^2 on the plane $(\chi_{const}^2, \chi_{sin}^2)$. It should be noted that the values $\chi_{const}^2, \chi_{sin}^2$ are not independent, since they are obtained from the same experiment, but with a different processing hypothesis. It is obvious that for experiments without oscillations, the optimal value of $\chi_{const}^2 \approx 1$ should be obtained when processing with a hypothesis without oscillations, while when processing data with a hypothesis with oscillations, the optimal value will be $\chi_{sin}^2 > 1$. For experiments with oscillations, the situation will be similar, but vice versa, optimal for $\chi_{sin}^2 \approx 1$, and $\chi_{const}^2 > 1$. The number of degrees of freedom for analysis is 17 and 19 in the case of the null hypothesis of the absence of oscillations and in the case of the presence of oscillations, respectively. The broadening of distributions, which was discussed in Section 3.4 was also taken into account in the simulations.

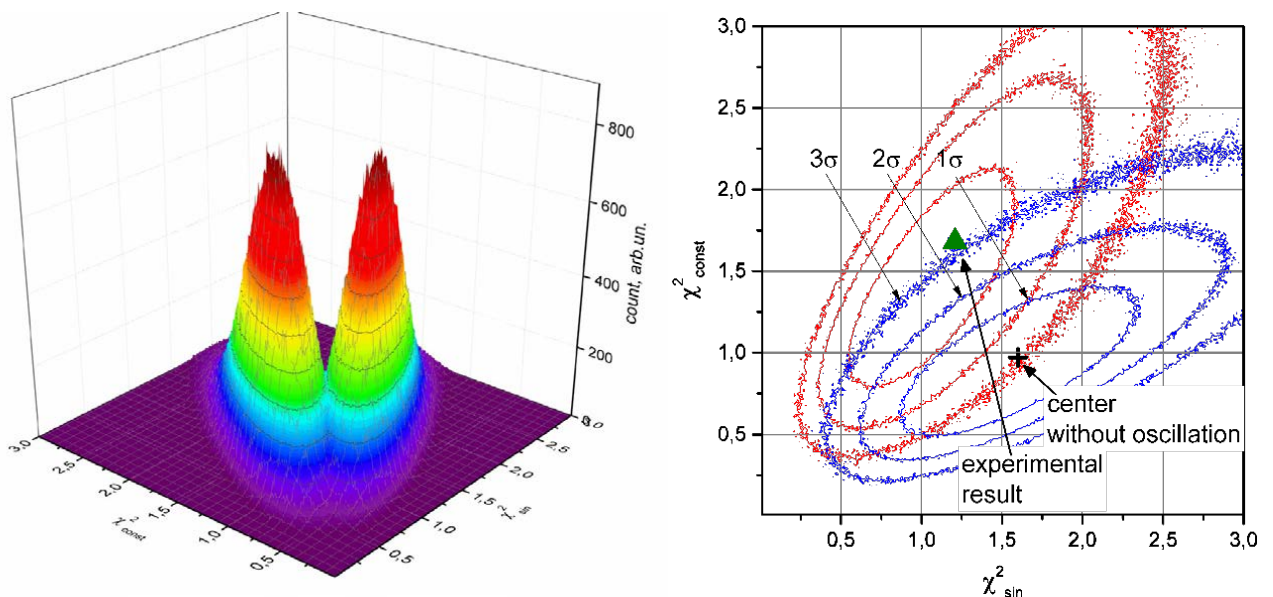


Figure 72. On the left is the distribution of the values of the reduced χ^2 on the plane $(\chi_{const}^2, \chi_{sin}^2)$ for simulation with experimental statistics and with a background level corresponding to the experimental background. Two cases were simulated with the hypothesis of oscillations and with the hypothesis without oscillations. For each case, the analysis was carried out with the hypothesis of oscillations and with the hypothesis without

oscillations. On the right is the same picture, where the distribution center without oscillations is indicated (black cross) and the deviation from this center of the experimental result (green triangle - the first and second cycles). The result of the analysis of experimental data when processing under the assumption of the hypothesis of the absence/presence of oscillations $\chi_{const}^2 = 1.68$, or 31.9 for 19 degrees of freedom and $\chi_{sin}^2 = 1.21$ or 20.6 for 17 degrees of freedom, respectively, and $\Delta\chi^2 = 11.3$. The contours of distributions with 1σ , 2σ and 3σ are marked. The deviation of the experimental result from the distribution center without oscillations is approximately 3σ .

A more rigorous analysis of the possibility of obtaining a random effect of oscillations can be done with free oscillation parameters, as indicated in [95, 96], therefore, to clarify the statistical significance of the Neutrino-4 result, an analysis of experimental data was made based on Monte Carlo simulations with free oscillations. parameters.

Within the framework of this approach, we simulated the spectra of prompt signals in the neutrino detector at different distances from the reactor in the absence of oscillations. The spread of the simulated values and the resulting accuracy were determined by the statistical accuracy of the N_{ik} matrix, which was achieved in the experiment, that is, by the values of ΔN_{ik} . The spectra obtained from one simulation were processed in the same way as the experimental spectra, as described in Section 2.1 and in more detail in 4.2, i.e. with the construction of the R-matrix. Using the N_{ik} matrix in particular seems to be a more correct way for the simulation, since it is more consistent with the order of data processing in our experiment. Although a simplified approach using the R-matrix immediately gives a similar result in the end. Simulations have shown that the distribution of R_{ik} , obtained from the simulated N_{ik} values normally distributed. In total, $1.5 \cdot 10^4$ simulations were simulated, and the distribution $T = \chi_{null}^2 - \chi_{best\ fit}^2$, where $\chi_{null}^2 = \chi^2(0,0)$ is the chi-square for the null hypothesis of the absence of oscillations, $\chi_{best\ fit}^2 = \chi^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ is the minimum chi-square corresponding to some values of the oscillation parameters. This distribution is shown in Figure 73.

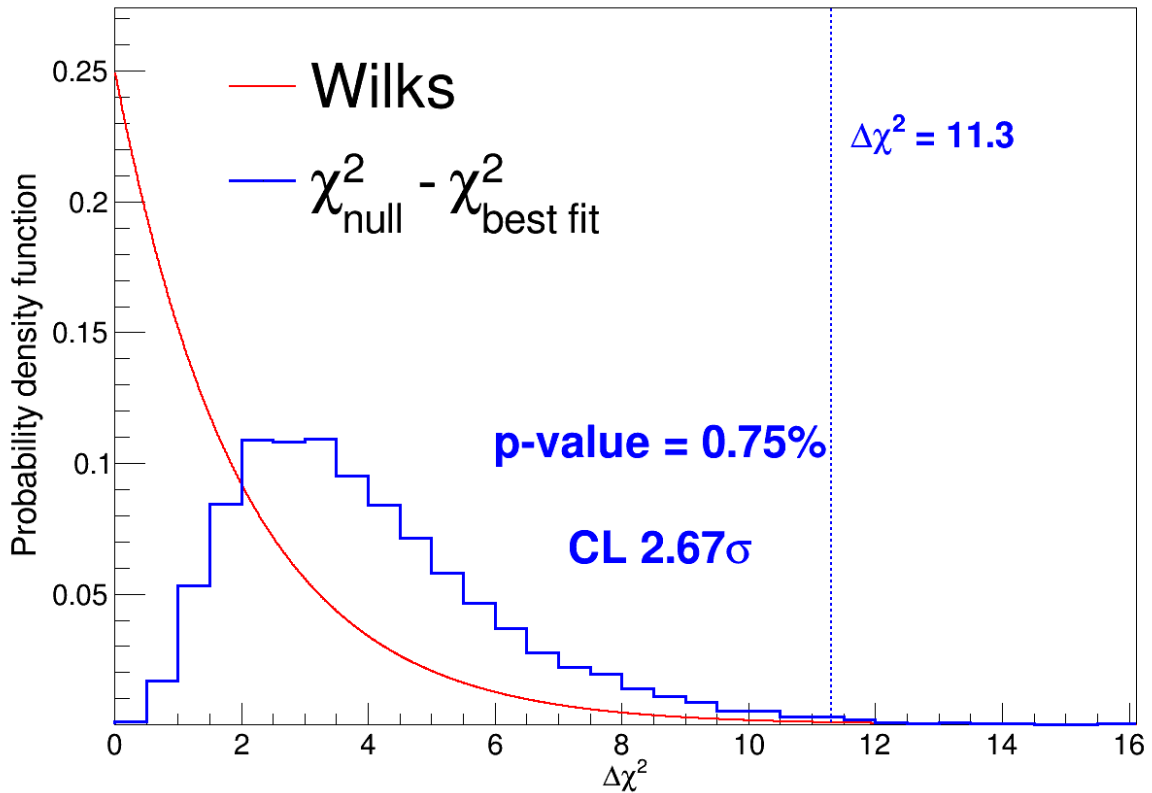


Figure 73. T distribution for statistical analysis based on Monte Carlo simulations (blue line) and a χ^2 function with 2 degrees of freedom corresponding to the Wilks theorem.

The resulting distribution differs from the function χ^2 with 2 degrees of freedom, which is discussed in the Wilks theorem. However, the proportion of simulations for which $T \geq 11.3$ is 0.0075, which corresponds to a confidence level of 2.7σ . Therefore, using this more stringent criterion for assessing the confidence level in the case of the Neutrino-4 experiment, we can conclude that oscillations of reactor antineutrinos to a sterile state are observed with a confidence level of 2.7σ .

Chapter 6. Comparison with other experiments

Estimates or constraints on the parameters of neutrino oscillations to the sterile state have been obtained in many experiments. In this concluding chapter, comparisons of the result of Neutrino-4 and some other experiments, both directly aimed at searching for the sterile neutrino, and those that have the task of measuring other quantities, and which obtain the parameters of the sterile neutrino as a consequence of expanding the tested model, are considered. A more detailed comparison of the Neutrino-4 result with other constraints on the sterile neutrino parameters is contained in [97] and [98].

6.1 Reactor experiments

Comparison with other reactor experiments DANSS [99], NEOS+RENO[71], PROSPECT [100] and STEREO [101] is shown in Figure 74 on the left. The DANSS and NEOS experiments at NPPs are significantly less sensitive to large values of the parameter $\Delta m_{14}^2 > 3 \text{ eV}^2$ due to the large size of the reactor core (3–4 meters). For oscillations with a period of 1.4 m (for an average antineutrino energy of 4 MeV at $\Delta m_{14}^2 \sim 7 \text{ eV}^2$), the effect is averaged already within the limits of the reactor core. Therefore, the limitation regions of DANSS and NEOS with 95% CL in Figure 74 (left) do not reach the values $\Delta m_{14}^2 \geq 7 \text{ eV}^2$, and for the $\Delta m_{14}^2 \geq 5 \text{ eV}^2$, covering only large values of $\sin^2 2\theta_{14} \geq 0.5$

The result of the PROSPECT experiment [100] does not quite agree with the result Neutrino-4 – 7.3 eV^2 region with $\sim 1\sigma$ confidence level Neutrino-4 is superimposed on the constraints region with a 95% confidence level PROSPECT. Whereas the contours of constraints on the oscillation parameters obtained in STEREO [101] are quite close to the ranges of allowed values of the Neutrino-4 parameters, although the oscillation parameters corresponding to the best fit of Neutrino-4 were excluded by STEREO with a CL $\sim 3\sigma$. It is important that in the Neutrino-4 experiment we observe the oscillation process directly in

the measurements. The Neutrino-4 experiment uses a much larger range of distances than STEREO and PROSPECT (Figure 74 on the right – Figure 57), which makes it possible to observe the process of oscillations directly in measurements using the method of coherent addition of measurement results with the same phase.

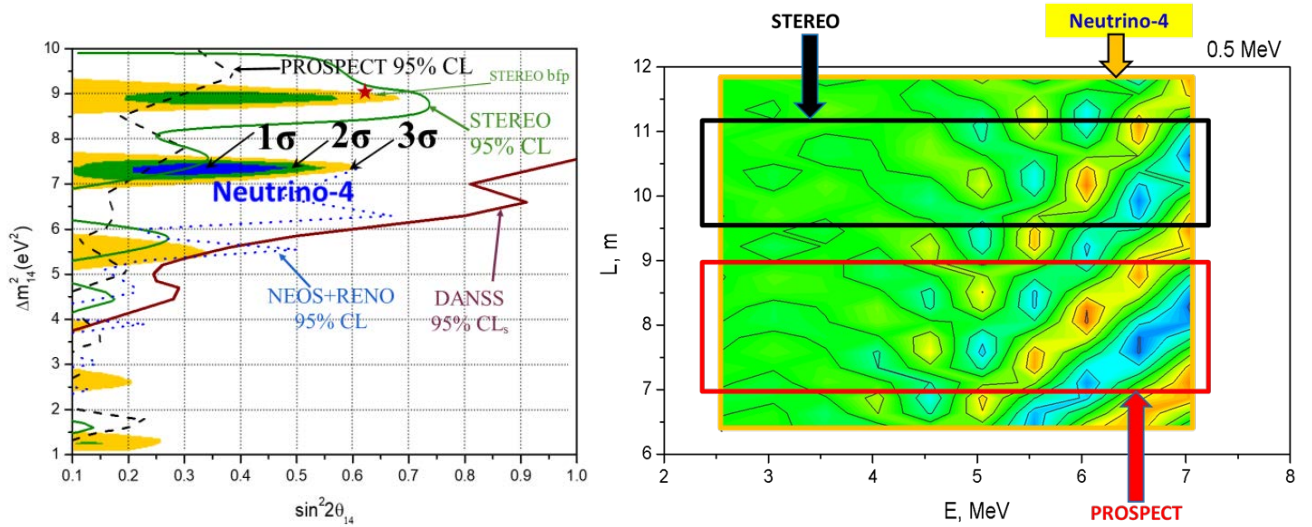


Figure 74. On the left - comparison of the sensitivity of experiments in the region $0.1 < \sin^2 2\theta_{14} < 1$ and $1 < \Delta m^2 < 10 \text{ eV}^2$: Neutrino-4, STEREO, PROSPECT, DANSS and NEOS. On the right – comparison of regions (L, E) in measurements for experiments: Neutrino-4, STEREO and PROSPECT.

6.2 KATRIN and GERDA experiments

In Figure 75, the region of sterile neutrino parameters determined by the Troitsk, KATRIN, BEST and DANSS experiments is shaded, within which the result of the Neutrino-4 experiment is located: $\Delta m^2_{14} = (7.30 \pm 0.13_{st} \pm 1.16_{syst}) \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36 \pm 0.12$. The red ellipse indicates the 95% confidence level in the Neutrino-4 experiment. The result of the KATRIN experiment does not exclude the Neutrino-4 region for $\sin^2 2\theta_{14} \leq 0.4$ [102], nor does the T2K constraints [30]. There are some contradictions with the estimate for $\sin^2 2\theta_{14}$, which follows from the Standard Solar Model (vertical lines AGSS09 and GS98). But since this estimate is model dependent, in

the case of a reliable confirmation of the result of Neutrino-4, the model will need to be revised. The data on the limitations on the oscillation parameters in Figure 75, including the constraints related to the consequences of the results of experiments on neutrinoless double beta decay, are taken from [102].

At present, the limit on the Majorana neutrino mass obtained in the GERDA experiment [42] and in the KamLAND-Zen experiment [41] for the normal mass hierarchy is ~ 3 times smaller than the Majorana mass prediction $m_{0\nu\beta\beta} = |\sum_i m_i U_{ei}^2|$ the following from the result of the Neutrino-4 experiment ($m_{0\nu\beta\beta} \approx m_4 U_{14}^2$, at $m_4 \gg m_1$):

$$m_{0\nu\beta\beta} = (0.27 \pm 0.12)\text{eV} \quad (\text{Neutrino-4})$$

$$m_{0\nu\beta\beta} < [0.079 - 0.180]\text{eV} \text{ (90\%CL)} \quad (\text{GERDA})$$

$$m_{0\nu\beta\beta} < [0.036 - 0.156]\text{eV} \text{ (90\%CL)} \quad (\text{KamLAND-Zen})$$

If in the future the Majorana mass limit from the double beta decay experiment is lowered and the result of the Neutrino-4 experiment is confirmed, this will close the hypothesis of a light Majorana neutrino.

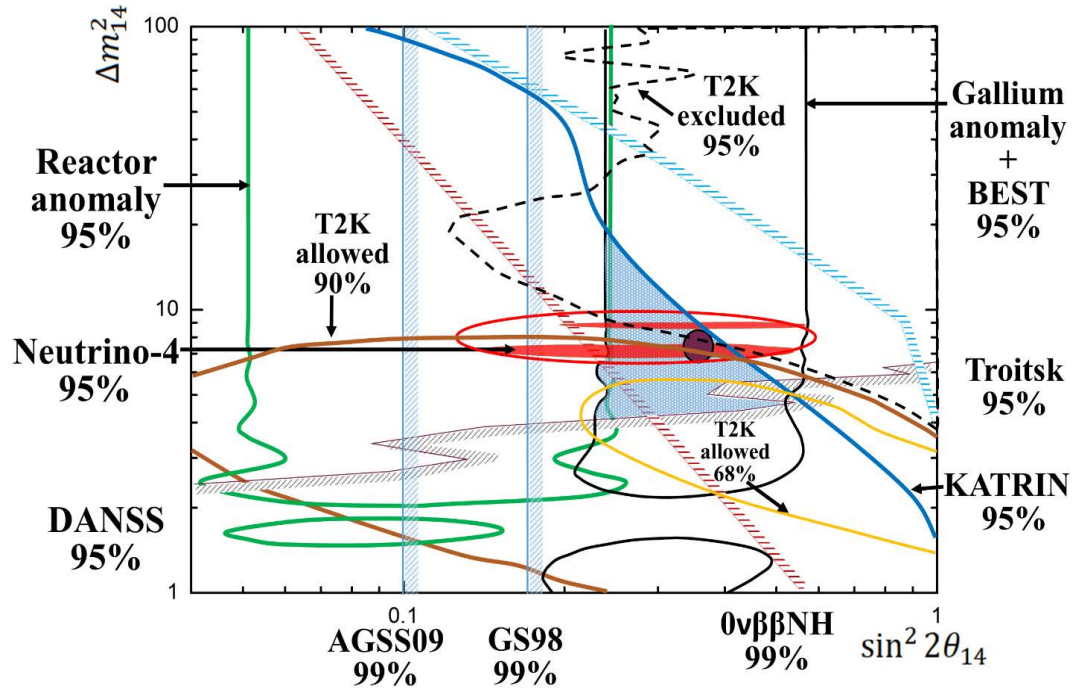


Figure 75. Comparison of the results of the Neutrino-4 experiment with the results of the KATRIN and GERDA experiments. Constraints are taken from the [102] and [30].

6.3 Gallium anomaly and BEST experiment

The BEST experiment was aimed at determining two oscillation parameters $\sin^2 2\theta_{14}$ and Δm_{14}^2 and focused on the region with $\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. For this purpose, the gallium detector was divided into two volumes. In the experiment, it was possible to measure the neutrino flux deficit for both volumes ($R_{inn} = 0.79 \pm 0.05$ and $R_{out} = 0.77 \pm 0.05$) with good accuracy. The values R_{inn} and R_{out} turned out to be close to each other, which indicates a large value of the parameter Δm_{14}^2 . A detailed analysis was made in [53].

Figure 76 shows the ranges of allowed values of the oscillation parameters ($\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2$) and the corresponding confidence levels obtained in the Neutrino-4 experiment and in the BEST experiments together with SAGE and GALLEX. A significant overlap of the regions indicates a good agreement between the experimental results, which can also be more rigorously confirmed by a joint analysis of the data of the above experiments.

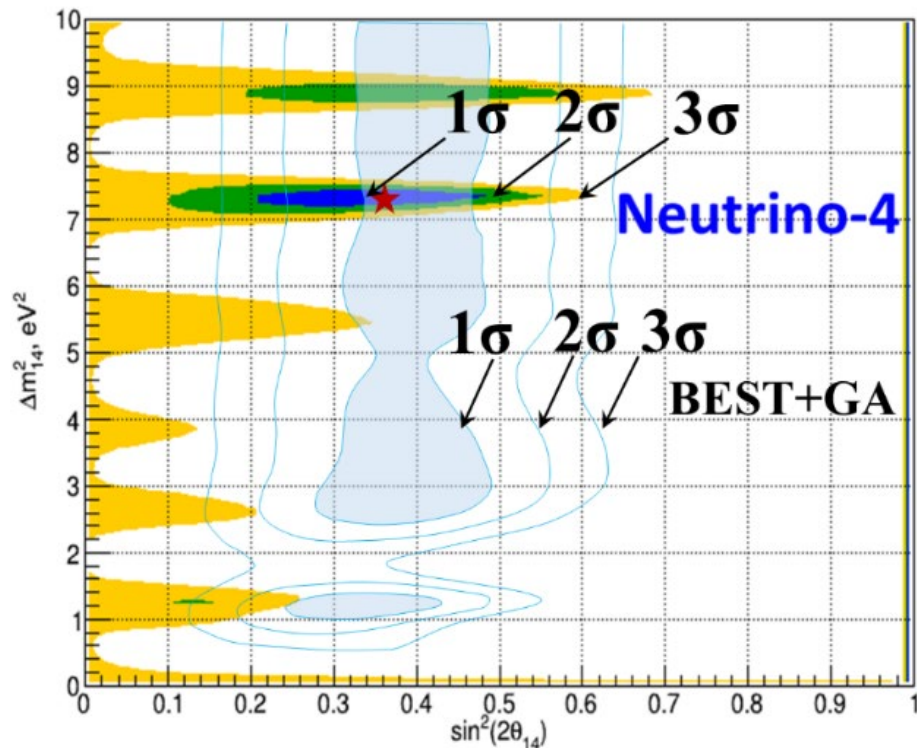


Figure 76. Comparison of the result of the BEST experiment together with GA and the result of the Neutrino-4 experiment.

For a combined analysis of the results of Neutrino-4 and experiments with isotope sources, it is possible to perform a joint assessment of the confidence levels by the same $\Delta\chi^2$ method using the experimental data of all the above experiments. When calculating the values of the distribution $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ for the experimental points of all experiments, in the general case, it is necessary to consider correlated uncertainties, that is, the same sources of systematic uncertainties. However, the technique of the Neutrino-4 reactor experiment differs significantly from the radiochemical method for measuring the neutrino flux, which is used in all experiments with sources. Therefore, we can assume that there are no common systematic uncertainties in reactor and isotope experiments. Therefore, when jointly estimating the confidence levels, the distributions χ^2 for the Neutrino-4 and χ^2 for gallium experiments can simply be added.

The calculation of the latter one can be reproduced using the same covariance matrix approach used in the original paper [53]. To analyze the result of the BEST experiment, we calculated the ratio of the expected flux in the presence of oscillations and without oscillations, taking into account the geometric sizes of the source and target, their relative positions, and the energy spectrum of the source (the data are also taken from [53]). Each of the target volumes was considered separately. 10^4 events were simulated at a random point of the source, which would lead to the reaction ${}^{71}\text{Ga}(\nu, e){}^{71}\text{Ge}$ in the considered volume, assuming the absence of oscillations. Since the distribution of the direction of neutrino emission from the source is isotropic, and the cross section is extremely small, the interaction with the gallium nucleus can occur at any point of the selected part of the detector, taking into account the flux decreases as R^{-2} . Therefore, the point at which the interaction occurred was randomly generated in the detector, the distance between the point of creation and the point of interaction and the corresponding probability of the disappearance of the neutrino were calculated for the chosen values of the oscillation parameters. In this way, we estimated the neutrino deficit and the expected flux in each of the target volumes for given parameter values, after which, using these data, following the procedure described in Section H [53], we calculated the values $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$. The

distribution $\Delta\chi^2$, made based on such a calculation for the BEST experiment in comparison with the result of the original work is shown in Figure 77. In the analysis described above, the distribution $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ has several minima very close in value at points $\sin^2 2\theta_{14} = 0.45, \Delta m_{14}^2 = 6.57\text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.45, \Delta m_{14}^2 = 8.72\text{eV}^2$ and at $\sin^2 2\theta_{14} = 0.43, \Delta m_{14}^2 = 3.55\text{eV}^2$, the last point is close to the best fit point from the original work $\sin^2 2\theta_{14} = 0.42, \Delta m_{14}^2 = 3.3\text{eV}^2$. Due to the high accuracy achieved in the BEST experiment, the area of allowed values is significantly limited in $\sin^2 2\theta_{14}$, but due to the low sensitivity of the detector to the parameter Δm_{14}^2 for the values $\Delta m_{14}^2 > 5\text{eV}^2$ the region is not limited from above..

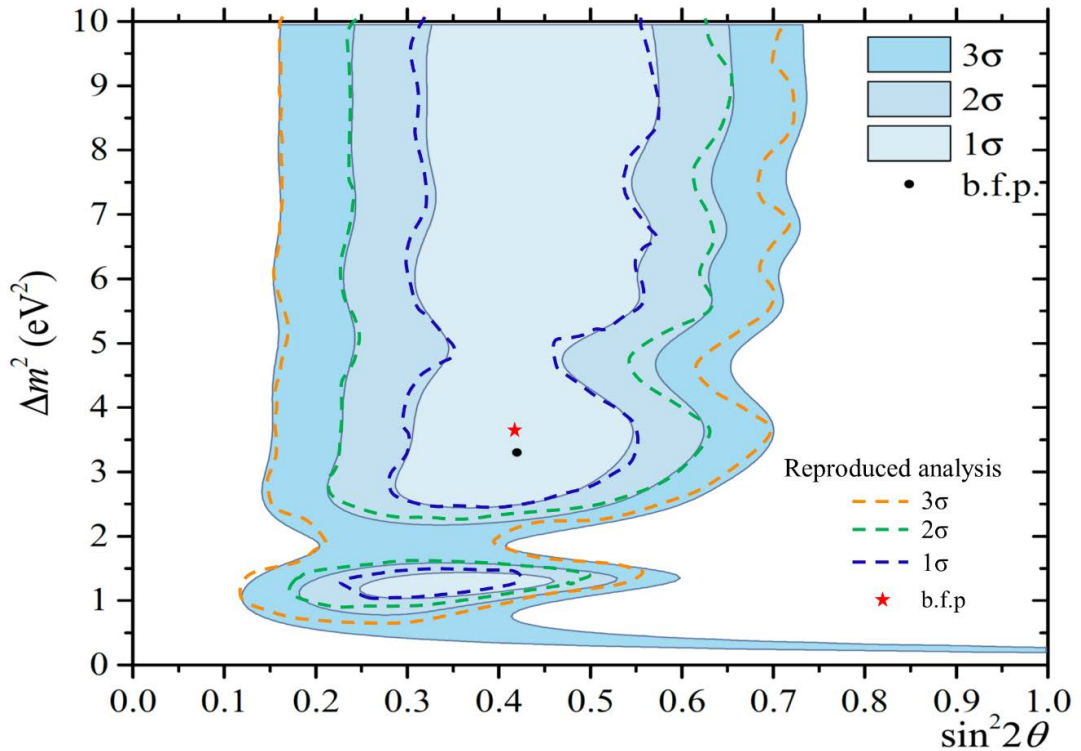


Figure 77. Comparison of the allowed regions obtained from the BEST experiment presented in [53] – filled areas, and the result of the analysis described in this section – dotted lines.

A joint analysis of all three gallium experiments requires a more accurate consideration of the overall systematics, as well as the calculation of χ^2 values for the BEST experiment. But, as indicated in the same place in Section H [53], the main source of

the correlated uncertainties in all gallium experiments is the error in calculating the cross section for the reaction ${}^{71}\text{Ga}(\nu, e){}^{71}\text{Ge}$. Therefore, using the data on the flux deficits obtained in experiments, which are given in Table XIV [53], after a similar simulation of the expected flux, one can obtain the distribution $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ for all three experiments. A comparison of the distribution calculated in this way and the result presented in [53] is shown in Figure 78. The points corresponding to the best fit almost coincided: this analysis gave $\sin^2 2\theta_{14} = 0.33, \Delta m_{14}^2 = 1.26\text{eV}^2$, the original – $\sin^2 2\theta_{14} = 0.32, \Delta m_{14}^2 = 1.25\text{eV}^2$.

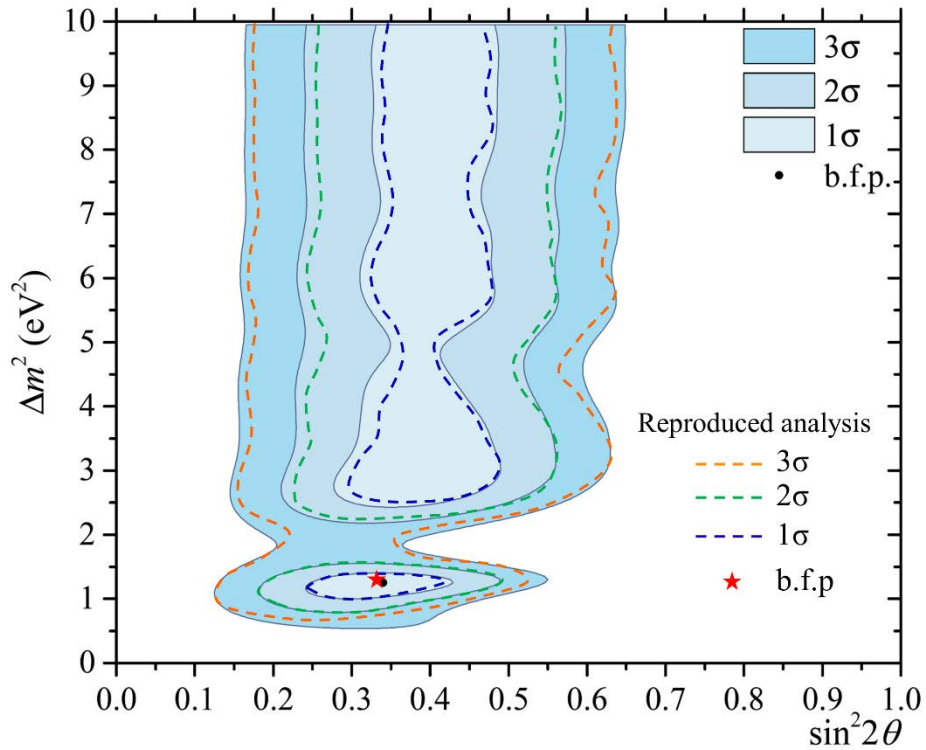


Figure 78. Comparison of the allowed regions obtained from the BEST, SAGE and GALLEX experiments presented in [53] – shaded regions, and the result of the analysis described in this section - dotted lines.

As can be seen from the figure, there is a fairly good agreement between this analysis and the result of the original work for the joint assessment of confidence levels, so we use the obtained distribution χ^2 for gallium experiments and add it to $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ from the analysis of the Neutrino-4 experiment to construct the distribution $\Delta\chi^2$. The result

is shown in Figure 79. The minimum value of the joint distribution $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ – the best fit point, corresponds to the values of the oscillation parameters $\sin^2 2\theta_{14} = 0.38$, $\Delta m_{14}^2 = 7.30\text{eV}^2$. The level of confidence in the observation of oscillations in this case reaches 5.8σ . A similar result obtained using the original distributions $\chi^2(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m_{14}^2)$ of the BEST, SAGE, GALLEX, Neutrino-4, and DANSS experiments is presented in [103]. It should be clarified here that at this confidence level, the difference in the level estimate based, as in this consideration, on the Wilks theorem and that which can be obtained by MC modeling, tends to zero, since both corresponding distributions (as seen from Fig. 73) converge.

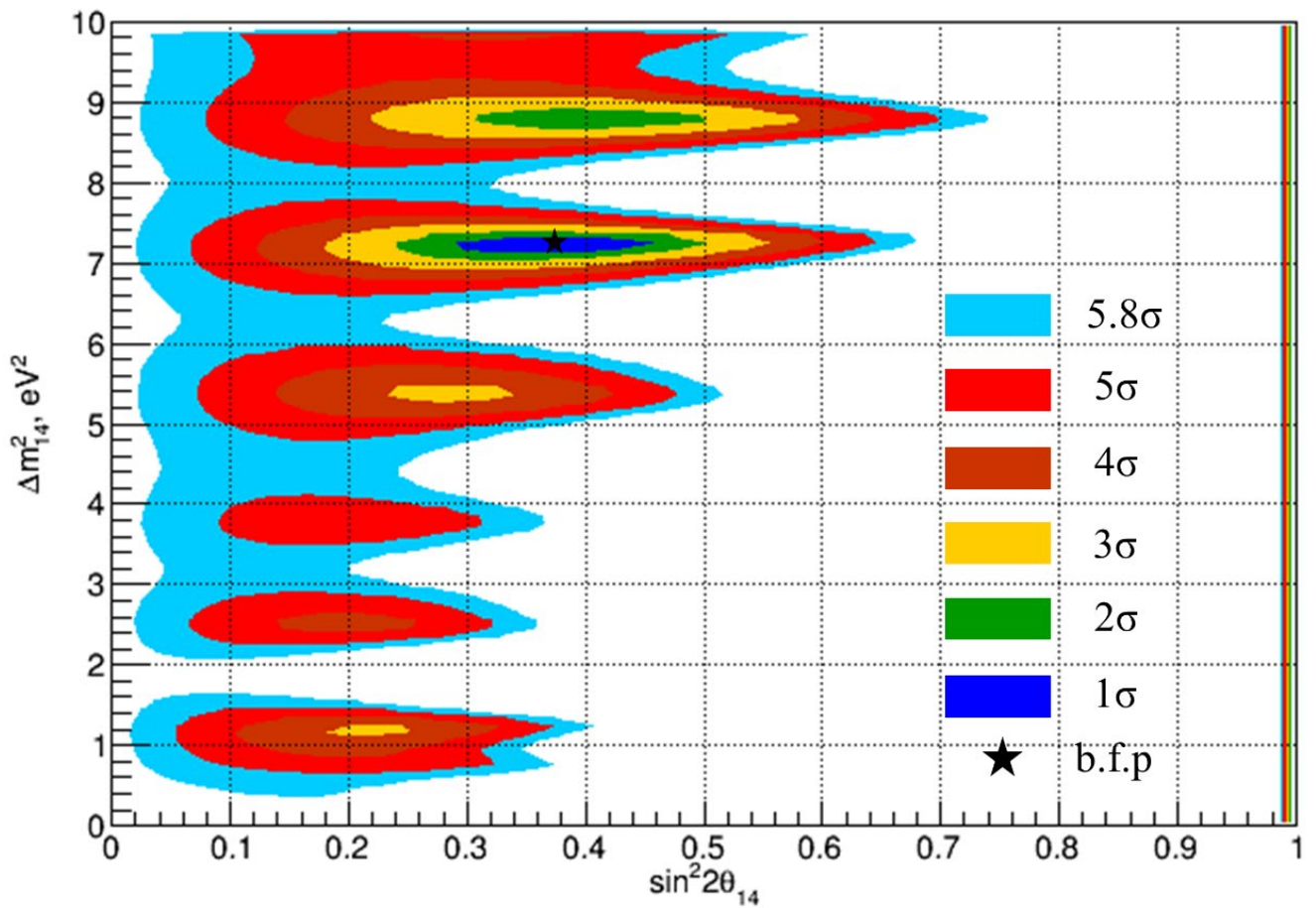


Figure 79. Allowed regions of the oscillation parameters in the joint analysis of the Neutrino-4, BEST, SAGE, and GALLEX experiments.

Conclusions

1. The work showed the possibility of determining the parameters of electron antineutrino oscillations to a sterile state by measuring the spectrum of reactor antineutrinos at different distances with a movable sectioned detector in a laboratory located on the Earth's surface. From May 2016 to February 2019, data were collected with the reactor in operation and background measurements were taken. As a result, antineutrino spectra were obtained at different distances.
2. The testing of the hypothesis about oscillations to the sterile state and the determination of the parameters of these oscillations consisted in the analysis of changes in the shape of the spectra. Using the $\Delta\chi^2$ method, the allowed regions of the oscillation parameters and the corresponding confidence levels were obtained. The oscillation parameters $\Delta m_{14}^2 = (7.3 \pm 0.13_{stat} \pm 1.16_{syst}) \text{ eV}^2$ and $\sin^2 2\theta = 0.36 \pm 0.12_{stat}$ were determined. To clarify the confidence level, a detailed simulation of the experiment was carried out taking into account the background conditions and the final statistical accuracy. The final confidence level in the observation of the effect of oscillations was 2.7σ .
3. All sorts of systematic effects that could form a false oscillation effect are considered. The study showed that none of the options considered can reasonably be any significant reason for the appearance of a periodic dependence.
4. Comparison of the Neutrino-4 result with the results of other experiments showed that there are discrepancies with some experiments that do not observe the effect of oscillations in the region of large values of the parameter $\sin^2 2\theta_{14} > 0.4$. Nevertheless, with experiments in which the effect of oscillations is observed with varying degrees of reliability (IceCube, SAGE, GALLEX, BEST), the Neutrino-4 result is in good agreement. Joint analysis of Neutrino-4 and experiments with

gallium antineutrino detectors SAGE, GALLEX, BEST shows the confidence level of the observation of the effect of oscillations 5.8σ .

To confirm the Neutrino-4 result with a higher confidence level and to determine the oscillation parameters with higher accuracy, a new detector was prepared, which implements background suppression methods that could not be used in the old detector: pulse shape discrimination and an increase in the concentration of gadolinium. The new detector will provide three times better measurement accuracy and will achieve a confidence level of the observation of the effect of oscillations $\sim 5\sigma$.

List of abbreviations and designations

SM – Standard model

IBD – inverse beta-decay

AS – active shielding

PMT – photomultiplier tube

Λ CDM – Lambda Cold Dark Matter, cosmological model with cold dark matter and cosmological constant Λ

SSM – Standard Solar Model

ADC – Analog to Digital Converter

MC – Monte-Carlo

GoF – goodness of fit

DoF – degrees of freedom

CL – confidence level

NO – normal ordering

IO – inverse ordering

Acknowledgments

I express my deep gratitude to my supervisor Professor Anatoly Pavlovich Serebrov for the creation of the experiment and consistent guidance.

Also I would like to thank V.G. Ivochkin, V.G. Zinoviev, A.K. Fomin, O.M. Zherebtsov, A.O. Polyushkin, A.V. Vasiliev, M.E. Zaytsev, A.A. Gerasimov, M.E. Chaikovskii, V.V. Krylov, A.V. Chernii, N.V. Gruzinskii, P.V. Neustroev, S.S. Volkov, V.L. Golovtsov, M.O. Gromov, A.L. Petelin, S.A. Sazontov, A.L. Izhutov, V.V. Afanasiev, V.I. Sivuha and all members of the Neutrino-4 collaboration ³ for their contribution to the experiment, as well as employees of the EEW NRC "Kurchatov Institute" - PNPI for their work on the manufacture of equipment.

For help and support I would like to thank G.N. Klyushnikov, A.V. Chechkin, V.V. Fedorova, V.A. Lyamkin and other colleagues of the laboratory of neutron physics of the NRC "Kurchatov Institute" - PNPI.

The preparation of the experiment was carried out at the National Research Center "Kurchatov Institute" - PNPI. The measurements were carried out at the SM-3 reactor at JSC "SSC RIAR".

The work was supported by RFBR grant No.14-22-03055-ofi_m and RSF grant No. 20-12-00079.

Many thanks to my family!

References

- [1] W. Pauli, Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereine-Tagung zu Tübingen. <http://www.math.utah.edu/~beebe/talks/2015/qtm/pdf/pauli-1930-ltc.pdf>
- [2] F. Reines and C. L. Cowan, Detection of the Free Neutrino // *Phys. Rev.*, 1953, 92, 830
- [3] R. Davis, Jr., D.S. Harmer and K.C. Hoffman, Search for neutrinos from the Sun // *Phys. Rev. Lett.*, 1968, 20, 21
- [4] Cleveland B T, Daily T, Davis R (Jr), Distel J R, Lande K, Lee C K, Wildenhain P S, Ullman J, Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector // *Astrophys. J.*, 1998, 496 505
- [5] Bahcall J N, Pinsonneault M H, Basu S Solar models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties // *Astrophys. J.*, 2001, 555 990
- [6] V.Gribov and B. Pontecorvo, Neutrino astronomy and lepton charge // *Phys. Lett.*, 1969, 28B, 7
- [7] Q.R. Ahmad, R.C. Allen, T.C. Andersen et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory // *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89, 011301
- [8] Abdurashitov J. N. et al., (SAGE Collaboration), Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002–2007 data-taking period. // *Phys. Rev. C*, 2009, 80, 015807
- [9] M.Altmann et al., (GNO Collaboration), Complete results for five years of GNO solar neutrino observations // *Phys. Lett. B*, 2005, Vol. 616, Iss. 3–4, pp. 174–190
- [10] G. Bellini et Al., (Borexino Collaboration), Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino // *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107, 141302
- [11] K. S. Hirata et al., (Kamiokande Collaboration), Real-time, directional measurement of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande II detector // *Phys. Rev. D*, 1991, 44, 2241

- [12] K. Abe et al., (Super-Kamiokande Collaboration), Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III // *Phys. Rev. D*, 2011, 83, 052010
- [13] Y. Fukuda et al., (Kamiokande Collaboration), Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range // *Phys. Lett. B*, 1994, 335, pp. 237-245
- [14] Y. Ashie et al., (Super-Kamiokande Collaboration), A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by SUPER-KAMIOKANDE I // *Phys. Rev. D*, 2005, 71, 112005
- [15] S. Abe et al., (KamLAND Collaboration), Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND // *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100, 221803
- [16] F.P. An et al., (Daya Bay Collaboration), Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay // *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108, 171803
- [17] J.K. Ahn et al., (RENO Collaboration), Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108, 191802
- [18] Y. Abe et al., (Double Chooz Collaboration), Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment // *Phys. Rev. D*, 2012, 86, 052008
- [19] M.H. Ahn et al., (K2K Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment // *Phys. Rev. D*, 2006, 74, 072003
- [20] P. Adamson et al., (MINOS Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam // *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101, 131802
- [21] N. Agafonova et al., (OPERA Collaboration), Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam // *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120, 21, 211801
- [22] R. L. Workman et al., Particle Data Group, Review of particle physics, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022, Volume 2022, Issue 8, 083C01
- [23] A. Aguilar et al. (LSND Collaboration), Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam // *Phys. Rev. D*, 2001, 64 112007

- [24] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Updated MiniBooNE neutrino oscillation results with increased data and new background studies // *Phys. Rev. D*, 2021, 103, 052002
- [25] J.N. Abdurashitov et al., Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from an Ar-37 source // *Phys. Rev. C*, 2006, 73, 045805
- [26] W. Hampel et al., (GALLEX Collaboration), Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX // *Phys. Lett. B*, 1998, 420, 114-126
- [27] Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, F. Yermia, Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra // *Phys. Rev. C*, 2011, 83 054615
- [28] Patrick Huber, On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors // *Phys. Rev. C*, 2011, 84 024617
- [29] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, A. Letourneau, The Reactor Antineutrino Anomaly // *Phys. Rev. D*, 2011, 83 073006
- [30] K. Abe et al., T2K Collaboration, Search for short baseline ν_e disappearance with the T2K near detector, *Phys. Rev. D*, 2015, 91, 051102(R)
- [31] M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), Searching for eV-scale sterile neutrinos with eight years of atmospheric neutrinos at the IceCube Neutrino Telescope // *Phys. Rev. D*, 2020, 102, 052009
- [32] K. Abe et al., (T2K Collaboration), Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2×10^{21} Protons on Target // *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121, 17, 171802
- [33] Carlo Giunti, Chung W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* // OXFORD University Press, Oxford, 2007, ISBN 978-0-19-850871-7
- [34] Carlo Giunti, *Theory of Neutrino Oscillations, Particle Physics in Laboratory, Space and Universe*, 2005, pp. 35-44
- [35] M. Aker et al. (KATRIN Collaboration), Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity // *Nature Physics*, 2022, volume 18, pages 160–166

- [36] C.R. Das, Jukka Maalampi, João Pulido, Sampsa Vihonen, Determination of the θ_{23} octant in long baseline neutrino experiments within and beyond the standard model // *Phys. Rev. D* 97, 035023 (2018)
- [37] Angel Abusleme et al., (JUNO Collaboration), JUNO physics and detector // *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2022, 123, 103927
- [38] M.A. Acero et al., (NOvA Collaboration), New constraints on oscillation parameters from ν_e appearance and ν_μ disappearance in the NOvA experiment // *Phys Rev D*, 2018, 98, 032012
- [39] R. Acciarri et al., Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE): Conceptual Design Report, Volume 1: The LBNF and DUNE Projects // *arXiv:1601.05471v1*
- [40] K. Abe et al., Hyper-Kamiokande Design Report // *arXiv:1805.04163*
- [41] S.Abe et al. (KamLAND-Zen Collaboration), First Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen // *arXiv:2203.02139*
- [42] M. Agostini et al. (GERDA Collaboration), Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay // *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125, 252502
- [43] James Barry, Werner Rodejohann, He Zhang, Light Sterile Neutrinos: Models and Phenomenology // *JHEP*, 2011, 1107 091
- [44] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Significant Excess of Electronlike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121, 221801
- [45] N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), Final results of the search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA detector in the CNGS beam // *arXiv:1803.11400*
- [46] B. Armbruster et al. (KARMEN Collaboration), Upper limits for neutrino oscillations muon-antineutrino to electron-antineutrino from muon decay at rest // *Phys. Rev. D*, 2002, 65 112001

- [47] M. Dentler, Á. Hernández-Cabezudo, J. Kopp, P. A. N. Machado, M. Maltoni, I. Martinez-Soler, Th. Schwetz, Updated global analysis of neutrino oscillations in the presence of eV-scale sterile neutrinos // JHEP, 2018, 08 010
- [48] Pedro A. N. Machado, Ornella Palamara, David W. Schmitz, The Short-Baseline Neutrino Program at Fermilab // Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2019, Volume 69, pp 363-387
- [49] S.Ajimura et al., Proposal: JSNS²-II // arXiv:2012.10807
- [50] M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems // JINST, 2017, 12 P03012
- [51] V. Barinov, B. Cleveland, V. Gavrin, D. Gorbunov, T. Ibragimova, Revised neutrino-gallium cross section and prospects of BEST in resolving the gallium anomaly // Phys. Rev. D, 2018, 97, 073001
- [52] J. Kostensalo, J. Suhonen, C. Giunti, P. C. Srivastava, The gallium anomaly revisited // Phys. Lett. B, 2019, Vol. 795, pp. 542-547
- [53] V. V. Barinov et al., Search for electron-neutrino transitions to sterile states in the BEST experiment // Phys. Rev. C, 2022, 105, 065502
- [54] S. Gariazzo, C. Giunti, M. Laveder, Y.F. Li, Updated Global 3+1 Analysis of Short-BaseLine Neutrino Oscillations // JHEP, 2017, 06, 135
- [55] D. Adey et al. (Daya Bay Collaboration), Improved measurement of the reactor antineutrino flux at Daya Bay // Phys. Rev. D, 2019, 100, 052004
- [56] S. G. Yoon et al., Measurement of Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at RENO // Phys. Rev. D, 2021, 104, L111301
- [57] H. de Kerret et al. (Double Chooz Collaboration), First Double Chooz θ_{13} Measurement via Total Neutron Capture Detection // Nature Physics, 2020, volume 16, pages 558–564
- [58] D. Adey et al. (Daya Bay Collaboration), Extraction of the ²³⁵U and ²³⁹Pu Antineutrino Spectra at Daya Bay // Phys. Rev. Lett., 2019, 123, 111801

- [59] G. Bak et al. (RENO Collaboration), Fuel-Composition Dependent Reactor Antineutrino Yield at RENO // *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122, 232501
- [60] B. Dasgupta, J. Kopp, Sterile Neutrinos // *Phys. Rept.*, 2021, 928 1-63
- [61] F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), Improved measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay // *Chinese Phys. C*, 2017, 41 013002
- [62] J. K. Ahn et al. (RENO Collaboration), Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108, 191802
- [63] H. de Kerret et al. (Double Chooz Collaboration), First Double Chooz θ_{13} Measurement via Total Neutron Capture Detection // *Nature Physics*, 2020, volume 16, pages558–564
- [64] Y. J. Ko et al. (NEOS Collaboration), Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118, 121802
- [65] Matthieu Licciardi, Results of STEREO and PROSPECT, and status of sterile neutrino searches // *arXiv:2105.13776*
- [66] V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, O. Titov, Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra // *Phys. Rev. D*, 2021, 104, L07130
- [67] C. Giunti, Y.F. Li, C.A. Ternes, Z. Xin, Reactor antineutrino anomaly in light of recent flux model refinement // *Phys. Lett. B*, 2022, Volume 829, 137054
- [68] M. Estienne et al., Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes // *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123, 022502
- [69] L. Hayen, J. Kostensalo, N. Severijns, J. Suhonen, First-forbidden transitions in the reactor anomaly // *Phys. Rev. C*, 2019, 100, 054323
- [70] P. Adamson et al. (Daya Bay, MINOS+ Collaborations), Improved Constraints on Sterile Neutrino Mixing from Disappearance Searches in the MINOS, MINOS+, Daya Bay, and Bugey-3 Experiments // *Phys. Rev. Lett.*, 2020, 125, 071801
- [71] Z. Atif et al. (RENO and NEOS Collaborations), Search for sterile neutrino oscillations using RENO and NEOS data // *Phys. Rev. D*, 2022, 105, L111101

- [72] I. Alekseev et al. (DANSS Collaboration), Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment // *Phys.Lett.B*, 2018, 787, pp. 56-63
- [73] Wanda Beriguete et al., Production of a gadolinium-loaded liquid scintillator for the Daya Bay reactor neutrino experiment // *NIM-A*, 2014, Volume 763, Pages 82-88
- [74] И.Б. Немчонок, В.И. Бабин, В.Б. Бруданин, О.И. Кочетов, В.В. Тимкин, Жидкий сцинтиллятор на основе линейного алкилбензола // *Письма в ЭЧАЯ*, 2011, т.8, №2(165), с.218-227
- [75] Li Xiao-Bo, Xiao Hua-Lin, Cao Jun, Li Jin, Ruan Xi-Chao, Heng Yue-Kun, Timing properties and pulse shape discrimination of LAB-based liquid scintillator // *CPC(HEP & NP)*, 2011, Vol. 35, No. 11, 1026-1032
- [76] T. Kogler,¹ A.R. Junghans, R. Beyer, R. Hannaske, R. Massarczyk, R. Schwengner and A. Wagner, Light yield and n-g pulse-shape discrimination of liquid scintillators based on linear alkyl benzene // *JINST*, 2012, 7, C03047
- [77] Исследовательские ядерные установки государств – участников Содружества Независимых Государств, редакторы-составители М.К. Виноградов, В.Н. Федулин // *Гелиос АРВ*, 2016, Москва
- [78] http://niiar.ru/sm_characteristics
- [79] Yu. Ts. Oganessian et al., Experimental studies of the $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ reaction including decay properties and excitation function for isotopes of element 117, and discovery of the new isotope ^{277}Mt // *Phys. Rev. C*, 2013, 87, 054621
- [80] S.N. Danshin et al., Production of the artificial ^{51}Cr neutrino source in the BEST project // *JINST*, 2022, 17 P08029
- [81] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Creation of neutrino laboratory for carrying out experiment on search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // *Technical Physics* 2015, Vol. 60, No. 12, pp. 1863–1871
- [82] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Creation of a neutrino laboratory for search for sterile neutrino at SM-3 reactor // *arXiv:1501.04740*

- [83] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Experiment Neutrino-4 and restrictions for sterile neutrino // arXiv:1708.00421
- [84] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Neutrino-4 experiment on the search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // JETP, 2015, Vol. 121, No. 4, pp. 578–586
- [85] A. P. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos with the Neutrino-4 experiment and measurement results // Phys. Rev. D, 2021, 104, 032003.
- [86] A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilo, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Sterile Neutrino Search in the Neutrino-4 Experiment at the SM-3 Reactor // Phys. Part. Nucl. 2018, Vol. 49, No. 4, pp. 701-708
- [87] J.F. Briesmeister. "MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C," LA-13709-M (April 2000)
- [88] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // JETP Letters 2019, Vol. 109, No. 4, pp. 213–221
- [89] A. Serebrov et al. (Neutrino-4 Collaboration), First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // arXiv:1809.10561v3
- [90] A. Serebrov, R. Samoilo, Analysis of the Results of the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino and Comparison with Results of Other Experiments // JETP Lett, 2020, Vol. 112, Issue 4, pp. 199-212
- [91] A. P. Serebrov, V. G. Ivochkin, R. M. Samoilo, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, P. V. Neustroev et al. (Neutrino-4 Collaboration), New Results of Measurements in the Neutrino-4 Experiment Devoted to Searches for Sterile Neutrinos // Phys. Atom. Nucl., 2020, Vol. 83, No. 6, pp. 930-936
- [92] O. S. Kirsebom et al., Improved Limit on Direct α Decay of the Hoyle State // Phys. Rev. Lett., 2012, 108, 202501
- [93] C. Giunti, Y.F. Li, C.A. Ternes, Y.Y. Zhang, Neutrino-4 anomaly: Oscillations or fluctuations? // Physics Letters B, 2021, Volume 816, 136214

- [94] A.P. Serebrov, V.G. Ivochkin, R.M. Samoilo, A.K. Fomin, A.O. Polyushkin, V. G. Zinoviev et al. (Neutrino-4 Collaboration), Search for sterile neutrinos in the neutrino-4 experiment // JETP Lett. 2017, Vol. 105, No 6, pp. 347-351
- [95] H. Almazán et al., Note on arXiv:2005.05301, 'Preparation of the Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino and the obtained results of measurements' // arXiv:2006.13147
- [96] Pilar Coloma, Patrick Huber, Thomas Schwetz, Statistical interpretation of sterile neutrino oscillation searches at reactors // Eur.Phys.J.C 81 (2021) 1, 2
- [97] A. P. Serebrov, R. M. Samoilo, M. E. Chaikovskii, Analysis of the result of the Neutrino-4 experiment in conjunction with other experiments on the search for sterile neutrinos within the framework of the 3 + 1 neutrino model // arXiv:2112.14856
- [98] A. P. Serebrov, R. M. Samoilo, M. E. Chaikovskii, O. M. Zhrebtsov, The Result of the Neutrino-4 Experiment and the Cosmological Constraints on the Sterile Neutrino (Mini-review) // JETP Letters, 2022, Vol. 116, No. 10, pp. 669–682
- [99] Mikhail Danilov, Nataliya Skrobova (on behalf of the DANSS Collaboration), New results from the DANSS experiment // arXiv:2112.13413
- [100] M. Andriamirado et al., (PROSPECT Collaboration), Improved short-baseline neutrino oscillation search and energy spectrum measurement with the PROSPECT experiment at HFIR // Phys. Rev. D, 2020, 103, 032001
- [101] H. Almazán et. al., (STEREO Collaboration), Interpreting Reactor Antineutrino Anomalies with STEREO data // arXiv:2210.07664
- [102] M. Aker, et al., (KATRIN Collaboration), Bound on 3 + 1 Active-Sterile Neutrino Mixing from the First Four-Week Science Run of KATRIN // Phys. Rev. Lett., 2021, 126, 091803
- [103] Vladislav Barinov and Dmitry Gorbunov, BEST Impact on Sterile Neutrino Hypothesis // Phys. Rev. D, 2022, 105, L051703