

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Ингерман Светлана Владимировна

Энергетические спектры антинейтрино продуктов деления ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu в ядерном реакторе, рассчитанные с использованием экспериментальных данных

1.3.15 — «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Синев Валерий Витальевич

Москва — 2026

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Обзор методов формирования спектра антинейтрино	15
1.1 Нейтрино от реактора	15
1.2 Методы получения спектра антинейтрино	17
1.3 Метод прямого суммирования	17
1.4 Метод прямого измерения	19
1.5 Метод SVD	22
1.6 Выводы	24
Глава 2. Применение комбинированного метода к эксперименту РОНС 26	26
2.1 Эксперимент РОНС	27
2.2 Практическое применение комбинированного метода расчета спектра антинейтрино	32
2.3 Процедура минимизации	41
2.4 Влияние функции Ферми на расчет спектра антинейтрино	42
2.5 Результаты расчета спектра антинейтрино основных четырех делящихся изотопов урана и плутония	43
2.6 Выводы	49
Глава 3. Применение комбинированного метода к эксперименту Double Chooz	53
3.1 Эксперимент Double Chooz	53
3.2 Экспериментальный спектр позитронов	55
3.3 Метод перевода спектра позитронов в спектр антинейтрино	58
3.4 Результаты анализа комбинированного метода и дискуссия	59
3.5 Исследование комбинированного метода	64
3.6 Выводы	65
Глава 4. Применение комбинированного метода к экспериментам: РОНС, Double Chooz, Daya Bay и RENO одновременно	75
4.1 Результат анализа	75
4.2 Выводы	83
Заключение	85

Список сокращений и условных обозначений	87
Список литературы	88
Список рисунков	98
Список таблиц	102
Приложение А. База данных параметров бета-активных атомных ядер	104
А.1 Эксперимент РОНС	104
А.2 Эксперимент Double Chooz	122

Введение

Впервые идея о возможности детектирования нейтрино от ядерного реактора с помощью радиохимического и, в частности, хлор-аргонового метода была высказана Б. М. Понтекорво [1] в 1946 году. Им была предложена реакция захвата нейтрино ядром атома ^{37}Cl с превращением его в ^{37}Ar . Однако, с помощью этого метода не удалось зарегистрировать нейтрино из ядерного реактора, хотя позднее им было зарегистрировано нейтрино от Солнца. Открытие нейтрино было сделано Ф. Райнесом и К. Коуэном [2] в эксперименте на реакторе в Саванна-Ривер (США) в 1956 году. Райнес и Коуэн использовали реакцию обратного бета-распада (ОБР) (1) для регистрации антинейтрино от реактора, с тех пор ставшей классической в нейтринных реакторных экспериментах



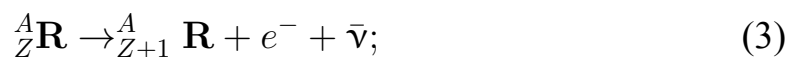
Эти два эксперимента показали, что нейтрино от реактора и нейтрино от Солнца не идентичны друг другу. Позднее их назвали нейтрино (от Солнца) и антинейтрино (от реактора).

Процесс (1) с его большим, по меркам нейтринной физики, сечением ($\sim 10^{-43}$ см² в реакторном спектре) является одним из наиболее фундаментальных, который обратен распаду нейтрона

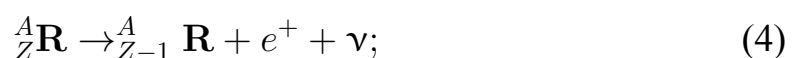


Исторически построение теории бета-распада связано с реакцией распада нейтрона (2). Известны три типа реакций, относящиеся к бета-распаду [3]:

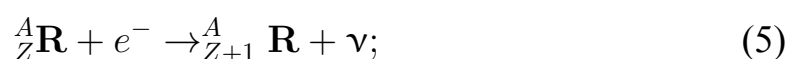
1. испускание электрона



2. испускание позитрона



3. захват орбитального электрона



Здесь ${}^A_Z\mathbf{R}$ – распадающееся ядро; ${}^A_{Z+1}\mathbf{R}$, ${}^A_{Z-1}\mathbf{R}$ – ядра, образующиеся в результате распада; e^- – электрон; e^+ – позитрон; ν , $\bar{\nu}$ – нейтрино и антинейтрино.

Реакция ОБР следует из реакции (2) при переносе нейтрино из правой части в левую с изменением типа нейтрино. В реакции (1) возможно измерение энергии антинейтрино, так как практически вся энергия антинейтрино передается позитрону, за исключением примерно 10–20 кэВ, которая уносится нейтроном. В первом приближении энергией нейтрона можно пренебречь. С восстановлением спектра антинейтрино связывается решение целого ряда задач. Среди них поиски нейтринных осцилляций [4; 5], интерпретация измерений нейтринных реакций на дейтроне и электроны, изучение жесткой части спектра антинейтрино короткоживущих продуктов деления, наблюдение за накоплением в активной зоне реактора плутония и выгорания урана.

Окончательное доказательство существования нейтрино как “истинной” частицы было получено в цикле экспериментов, выполненных в период 1953-1966 годов группой Райнеса и Коуэна [6–8]. В этих экспериментах оценено сечение реакции ОБР и предпринята попытка измерить спектр позитронов.

История экспериментов с участием антинейтрино от ядерного реактора продолжается более 70 лет. С начала 80-х годов осуществлен ряд многочисленных экспериментов: ILL (Institut Laue–Langevin) [9], Bugey [10], РОНС [11] на Ровенской АЭС, Goesgen [12], Palo Verde [13] и др. в которых развивались методы регистрации антинейтрино и проводились детальные измерения спектра антинейтрино от реактора на разных расстояниях с целью поиска нейтринных осцилляций, которые наблюдались в потоке солнечных нейтрино.

Развитие реакторных экспериментов создало базу для исследования возможности практического применения антинейтрино для решения задач нейтринной диагностики внутриреакторных процессов: определение энерговыработки реактора, выгорание ${}^{235}\text{U}$ и накопления ${}^{239}\text{Pu}$ в активной зоне реактора непосредственно в ходе кампании. Развитие нейтринной спектроскопии позволяет производить дистанционный изотопный анализ ядерного топлива в работающем реакторе. Идея применения была предложена Л. А. Микаэляном [14] в 1978 году и развита в работах [15–21], где было показано различие в спектрах антинейтрино урана и плутония. Это дает возможность для контроля за наработкой плутония в плане системы гарантий МАГАТЭ.

Реакторные антинейтрино широко используются для изучения фундаментальных свойств нейтрино, которые в основном образуются в результате

бета-распада богатых нейтронами осколков деления, генерируемых тяжелыми делящимися изотопами ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В 2011 году усовершенствованные расчеты Th. A. Mueller и др. [22] и P. Huber [23] (модель НМ) предсказали потоки реакторных антинейтрино, которые примерно на 5% превышают потоки, измеренные в нескольких реакторных нейтринных экспериментах с короткой базой. Это несоответствие известно как “реакторная антинейтринная аномалия” (RAA) [24; 25]. Кроме того, это несоответствие может зависеть от состава ядерного топлива [26; 27]. Была выдвинута гипотеза, что уменьшение числа антинейтрино связано с их осцилляциями в четвертый тип (сорт) нейтрино - стерильные нейтрино с разницей квадратов масс стерильного и активного нейтрино порядка 1 эВ^2 . Предлагаются различные эксперименты по поиску осцилляций в стерильное состояние [28—36], часть из них уже ведется. Также во многих ведущихся экспериментах делается анализ на присутствие стерильных нейтрино.

В работе [37] нами было проведено моделирование регистрируемого спектра антинейтрино от ядерного реактора. Показано, какая требуется необходимая статистика для обнаружения параметров осцилляций, соответствующих наблюдаемым сегодня в ряде экспериментов. По полученным модельным спектрам был проведен анализ по поиску осцилляций в стерильное состояние для заданных значений расстояний до активной зоны реактора.

Другая сопутствующая аномалия в реакторных экспериментах - это не соответствие формы спектра антинейтрино измеряемого с расчетным в области 6 МэВ. Там проявляется пик (“5 MeV bump” в наблюдаемой энергии), который не удавалось описать расчетным путем.

Жесткая часть спектра, это область энергий более 8 МэВ, которая формируется относительно небольшим числом короткоживущих изотопов, далеких от полосы бета-стабильности. Схемы распада таких ядер плохо известны или о них совсем нет информации. Поэтому, при расчете спектра антинейтрино для них используются данные о вероятностях их бета-переходов в виде бета-силовых функций. Сравнение результатов расчета и нейтринного эксперимента может быть использовано для проверки различных подходов к вычислению силовых функций бета-распада.

В настоящей диссертационной работе используется комбинированный метод получения реакторного спектра антинейтрино, который включает в себя расчет энергетических спектров антинейтрино основных делящихся изотопов урана и плутония от ядерного реактора с использованием ранее экспериментально

измеренных спектров. В расчете спектров антинейтрино используется метод прямого суммирования с использованием уточненной нами базой ядерных данных в которую включены продукты деления с неизвестными схемами распадов к которым применялась силовая функция. Для отработки методики использовались данные из экспериментов: РОНС [38; 39] и Double Chooz [40; 41] и применены для экспериментов Daya Bay [42] и RENO [43].

Актуальность темы

К актуальности темы относятся такие важные вопросы как изучение процессов, вызванных реакторными нейтрино и диагностики внутриреакторных процессов, использование реакторов для изучения нейтринных осцилляций. Важную роль имеет знание спектра нейтрино для экспериментов по поиску гео-нейтрино и нейтрино от солнца. Точное знание спектра антинейтрино от ядерного реактора позволяет проводить анализ измеряемого экспериментально спектра и осуществлять удаленный мониторинг работы ядерного реактора, а именно измерять мощность, энерговыработку и контроль наработки плутония в активной зоне реактора.

В экспериментах, где антинейтрино от ядерного реактора является фоном, точное знание спектра позволяет уменьшить систематическую погрешность. Это актуально при изучении потоков гео-нейтрино, измерении потоков солнечных нейтрино. Также точный спектр антинейтрино ядерного реактора требуется при измерении параметров осцилляций при определении иерархии масс в ведущемся сейчас эксперименте JUNO.

Общая характеристика работы

Предложен новый метод расчета спектра реакторных антинейтрино, который опирается на высоко-статистические измерения спектра антинейтрино. Метод использует силовую функцию для описания вероятностей ветвей бета-переходов ядер с неизвестными схемами бета-распада. Силовая функция подби-

ралась таким образом, чтобы обеспечить наилучшее описание энергетического спектра антинейтрино, полученного в экспериментах РОНС на Ровенской АЭС и Double Chooz.

Целью представленной работы является получение расчетных спектров антинейтрино от компонент ядерного топлива реактора: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . Стандартный спектр антинейтрино ядерного реактора представляет собой суперпозицию данных спектров в пропорции количества делений каждого изотопа в активной зоне ядерного реактора.

Для достижения поставленных целей необходимо решить следующие **задачи**:

1. Создать улучшенную базу данных параметров распада бета-активных атомных ядер, включающую распределения вероятностей ветвей бета-переходов для неизвестных ядер.
2. С использованием новой базы ядерных данных рассчитать спектры антинейтрино от осколков основных делящихся изотопов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , входящих в состав топлива ядерного реактора.
3. Решить проблему формы энергетического спектра антинейтрино в области энергии около 6 МэВ, где наблюдается расхождение в экспериментальных данных и в предыдущих расчетах.

Научная новизна диссертационной работы состоит в том, что:

1. Получены новые спектры антинейтрино: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu от компонент топлива ядерного реактора с использованием экспериментальных спектров антинейтрино из высоко-статистических экспериментов, которые лучше удовлетворяют экспериментальным сечениям реакции обратного бета-распада. Отличия от экспериментальных величин составляет не более одного процента. В то время как спектры Хьюбера-Мюллера (модель НМ) дают отличия свыше более трех процентов.
2. Впервые использована силовая функция для описания вероятностей ветвей бета-переходов неизвестных схем распада.
3. Впервые получен расчетный энергетический спектр антинейтрино ядерного реактора, совпадающий с экспериментальным.
4. Впервые получены модельные схемы бета-переходов для атомных ядер, у которых отсутствуют данные о схемах распада.

Практическая значимость.

С использованием разработанного метода получена уточненная база вероятностей ветвей бета-переходов атомных ядер, которая включает 1165 ядер. Из них 278 с неизвестными схемами распада, далекие от линии бета-стабильности. Полученные силовые функции (распределение вероятностей ветвей бета-перехода) для короткоживущих ядер могут быть проверены и уточнены методами ядерной физики.

Анализируя детектированный энергетический спектр нейтрино при помощи расчетного, можно определить, какие изотопы делятся в момент измерения в активной зоне ядерного реактора, и, следовательно, оценить состояние и состав топливной загрузки. Удаленный мониторинг реактора при помощи нейтрино позволит в режиме реального времени отслеживать выгорание урана в ядерном топливе и накопление плутония. Впервые появилась возможность определения состава активной зоны по количеству делений изотопов ядерного топлива за счет точного описания суммарного зарегистрированного спектра антинейтрино при помощи расчета.

Полученная в диссертационной работе база данных параметров распада бета-активных атомных ядер может быть применена для получения расчетных энергетических спектров антинейтрино основных делящихся изотопов урана и плутония для определения экспериментального спектра в любом эксперименте на ядерном реакторе при известном составе активной зоны.

Знание точных спектров реакторных нейтрино, когда они являются фоном, позволит выделять редкие события, изучаемые в подземных низкофоновых лабораториях. Например, реакторные нейтрино являются фоном при поиске гео-нейтрино, потоков нейтрино от солнца, диффузного потока космических нейтрино и определения иерархии нейтринных масс при исследовании осцилляций с высоким энергетическим разрешением.

Методология и методы исследования.

Разработанные в диссертационной работе методы предоставляют ряд решений в расчете и анализе спектров антинейтрино от реактора.

Применен метод суммирования спектров антинейтрино отдельных осколков деления, образующихся в результате деления тяжелых изотопов в реакторе.

Для расчета спектра антинейтрино использовались высоко-статистические экспериментальные спектры антинейтрино, полученные в экспериментах: Double Chooz, Daya Bay, RENO и Ровно. Экспериментальный спектр позитронов

Double Chooz был преобразован в антинейтринный при помощи оригинального метода с использованием функции отношения спектров, полученной расчетом Монте-Карло. Метод был проверен и подтвержден стандартным методом сингулярного разложения.

Для нахождения силовой функции использовался комбинированный метод, в котором производилась минимизация функционала, подобного функции χ^2 . Подобранная силовая функция для каждого неизвестного ядра обеспечила лучшее согласие формы экспериментального и расчетного спектров нейтрино. В результате были определены параметры неизвестных ранее схем распадов ряда ядер.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработанная комбинированная методика расчета спектра антинейтрино от ядерного реактора с использованием метода прямого суммирования и силовой функции позволяет получить энергетические спектры антинейтрино основных делящихся изотопов, входящих в состав ядерного топлива: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .
2. Разработанная силовая функция описывает вероятности бета-переходов ядер для продуктов деления с неизвестными схемами распадов.
3. Полученная уточненная база данных параметров бета-активных атомных ядер подтверждает схемы распадов некоторых короткоживущих осколков с использованием экспериментальных данных, которые ранее были получены только теоретическим путем.
4. С использованием разработанной комбинированной методики расчёта получены энергетические спектры антинейтрино делящихся изотопов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu из экспериментальных данных Ровенского и Double Chooz экспериментов.
5. Полученный энергетический спектр антинейтрино ядерного реактора при среднем составе ядерного топлива по числу делений демонстрирует отсутствие аномалии в области 6 МэВ, наблюдавшейся в отношении экспериментальных спектров к расчетным спектрам других авторов.

Достоверность представленных в диссертации результатов подтверждается следующим: достигнуто согласие полученных расчетных спектров с экспериментальными спектрами антинейтрино от ядерного реактора в экспериментах: Ровно, Double Chooz. Все полученные результаты были опубликованы в рецензи-

руемых научных журналах и изложены на международных и российских научных конференциях.

Апробация работы.

Результаты проведенных исследований были доложены автором лично на:

1. IX Всероссийский молодежный научный форум с международным участием “Open Science 2022”, Гатчина, ПИЯФ им. Б.П. Константинова, 16-18 ноября 2022 года.
2. EUROPEAN SCHOOL OF HIGH-ENERGY PHYSICS, Израиль, Иерусалим, 30 ноября - 13 декабря 2022.
3. 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, 3-8 апреля 2023 года.
4. 73-я международная конференция по ядерной физике «ЯДРО-2023: Фундаментальные вопросы и приложения», РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров, 9-13 октября 2023 года.
5. XII молодёжная конференция Физика элементарных частиц и космология, ВШЭ, Москва, 23–24 октября 2023 года.
6. 66-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, 1-6 апреля 2024 года.
7. LX Всероссийская научно-практическая конференция по проблемам динамики, физики частиц, физики плазмы и оптоэлектроники, Москва, РУДН, 20-24 мая 2024 года.
8. The 7th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2024), Москва, НИЯУ МИФИ, 22-25 октября 2024 года.
9. XIII молодёжная конференция Физика элементарных частиц и космология 2024, ВШЭ, Москва, 3–4 декабря 2024 года.
10. 67-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, 31-5 апреля 2025 года.

Личный вклад.

Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его определяющем участии. Автором выполнено:

- составление каталогов бета-активных атомных ядер в диапазоне массовых значений $A = 58 \div 184$, формирующих исходную базу данных Nuclide, состоящей из порядка 1000 продуктов деления;

- разработка и отладка пакета программ для расчета энергетического спектра антинейтрино, а также для расчета сечений и анализа модельных схем распада;
- проведен расчет энергетических спектров антинейтрино методом рекуррентного суммирования, основанный на уточненной базе данных параметров бета-активных атомных ядер;
- проведено сравнение расчетных энергетических спектров антинейтрино и ряда экспериментальных спектров;
- разработан программный код и проведен анализ исходной базы ядерных данных Nuclide с уточненной базой, в котором сравнивались модельные схемы распада для оцененных продуктов деления с исходными данными.

Публикации.

Основные результаты по теме диссертации изложены в 2 печатных работах, опубликованных в журналах, рекомендованных ВАК, 3 свидетельства о государственной регистрации программ для электронных вычислительных машин.

Ссылки на данные публикации: [44—48]:

- 1 New Antineutrino Spectra of Nuclear-Reactor Fissile Isotopes: Experiment and Calculations / A. P. Vlasenko, S. V. Silaeva, P. Yu. Naumov, and V. V. Sinev // Phys. Atom. Nucl. — 2022. — Vol. 85, no. 6. — P. 690—700. — DOI: 10.1134/S1063778823010611. — arXiv: 2210.00836 [nucl-ex].
- 2 Antineutrino Spectra of $^{235,238}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$ Taken from the Double Chooz Experiment / A. P. Vlasenko, S. V. Ingerman, P. Yu. Naumov, and V. V. Sinev // Phys. Atom. Nucl. — 2023. — Vol. 86, no. 6. — P. 1178—1188. — DOI: 10.1134/S1063778824010599.
- 3 Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ. Формирование энергетического спектра антинейтрино от реактора (AnuReactorSpectrum)/ В. В. Синева, С. В. Ингерман (Российская Федерация); Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. — № 2025685416; 09/11/2025; Бюл. № 10, 2025684069 (Российская Федерация).
- 4 Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ. Распределение вероятностей ветвей бета-переходов бета-активных ядер для двух баз ядерных данных (Probability view)/ В. В. Синева, С. В. Ингерман (Россий-

ская Федерация); Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. — № 2025685395; 09/11/2025; Бюл. № 10, 2025684067 (Российская Федерация).

- 5 Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ. Отображение спектров антинейтрино продуктов деления с учетом всех ветвей бета-распада (Chain view)/ В. В. Синев, С. В. Ингерман (Российская Федерация); Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. — № 2025685415; 09/11/2025; Бюл. № 10, 2025683946 (Российская Федерация).

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 1 приложения. Полный объем диссертации составляет 139 страниц, включая 35 рисунков и 18 таблиц. Список литературы содержит 87 наименований.

В первой главе описано возникновение электронных антинейтрино в реакторе, формирование продуктов деления. Описано, что энергетический спектр антинейтрино от реактора формируется четырьмя основными делящимися изотопами, такими как уран и плутоний. Рассмотрены основные методы, с помощью которых может быть определен энергетический спектр антинейтрино от реактора.

Вторая глава посвящена применению комбинированного метода к эксперименту РОНС. Описан эксперимент РОНС, практическое применение комбинированного метода расчета энергетического спектра антинейтрино применительно к экспериментальным данным. Подробно описан практический метод расчета спектра антинейтрино от компонент ядерного топлива урана и плутония, процедура минимизации, а также рассмотрен вопрос о влиянии функции Ферми на расчет спектра. Проведено сравнение полученных в настоящей работе спектров антинейтрино со спектрами других научных групп.

Получена уточненная база данных параметров бета-активных атомных ядер, которая включает в себя оцененные и неизвестные схемы распада. Проведен анализ базы данных на схожесть модельных схем распада.

В третьей главе описано применение методов к эксперименту Double Chooz. Описан сам эксперимент, конструкционная составляющая детектора Double Chooz.

Описан метод перевода спектра позитронов в спектр антинейтрино, основанный на методе Монте-Карло. Проведено исследование комбинированного метода.

Четвертая глава посвящена анализу комбинированного метода для ряда других экспериментов. Показано, что расчетные спектры антинейтрино основных делящихся изотопов идеально описывают экспериментальные спектры и их экспериментальные сечения реакции обратного бета-распада.

В **заключении** формулируются основные результаты и выводы, полученные в настоящей работе.

Глава 1. Обзор методов формирования спектра антинейтрино

1.1 Нейтрино от реактора

Электронные антинейтрино возникают в реакторе в результате распада продуктов деления тяжелых ядер ядерного топлива. Каждый акт деления порождает в среднем 6 антинейтрино и дает вклад в общую энерговыработку реактора. Число зарегистрированных антинейтрино в детекторе содержит информацию о числе ядер, испытывающих деление в активной зоне реактора, о тепловой мощности и энерговыработке реактора, а деформация энергетического спектра антинейтрино говорит об изменении изотопного состава ядерного топлива.

Основной поток антинейтрино в реакторе связан с бета-распадом осколков деления. После излучения мгновенных нейтронов и гамма-квантов большинство из них все еще переобогащено нейтронами и находятся далеко от области бета-стабильных ядер.

Стандартный цикл топливной кампании реактора длится от года до полутора лет и начинается пуском реактора на полную тепловую мощность. Между кампаниями, в течении примерно месяца (~ 40 дней), происходит частичная замена топлива, и проводится плановый профилактический ремонт оборудования. Перед пуском тепловыделяющие сборки с отработанным топливом (как правило, это одна треть) извлекаются из активной зоны реактора и заменяются не облученными, содержащими свежее топливо, состоящее из окиси урана с обогащением по ^{235}U в среднем от 2 до 5 %. Такое топливо находится в реакторе в течение трех годовых циклов, после чего оно извлекается и отправляется в хранилище. Таким образом, в реакторе постоянно находится топливо трех годовых циклов. Продолжительность работы реактора на мощности с одной и той же загрузкой топлива составляет около 330–500 суток в зависимости от режима работы. Извлечение отработанного и перезагрузка свежего топлива производится в период остановки реактора на плановый профилактический ремонт.

Во время работы ядерного реактора происходит выгорание ^{235}U и накопление других тяжелых делящихся изотопов ^{239}Pu и ^{241}Pu . Под действием быстрых нейтронов делится также ^{238}U , который составляет основную массу загружаемого топлива. Таким образом, энергетический спектр антинейтрино формируют пре-

имущественно осколки делений четырех делящихся изотопов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Спектр антинейтрино простирается вплоть до 18–20 МэВ (^{72}Mn имеет энергию бета-перехода 18 МэВ и еще несколько изотопов калия с малыми выходами на деление до 20 МэВ), но эффективно до 12–14 МэВ, а его интенсивность экспоненциально спадает с увеличением энергии.

В качестве инструмента детектирования антинейтрино от реактора используется реакция ОБР (1), которая хорошо изучена и имеет наибольшее сечение среди других реакций с участием антинейтрино (за исключением реакции когерентного рассеяния на ядрах) и удобную схему выделения эффекта от фона по конечным продуктам. Позитроны уносят практически всю энергию антинейтрино, остающуюся после преодоления порога реакции, равного 1.8 МэВ.

Поток антинейтрино, излучаемых реактором, пропорционален тепловой мощности реактора P и обратно пропорционален квадрату расстояния R до центра активной зоны и средней энергии \bar{E}_f , поглощаемой в активной зоне за одно деление

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} = \frac{P}{4\pi R^2 \bar{E}_f}. \quad (1.1)$$

Как уже отмечалось, вклады изотопов в общее число делений меняются в течение одной кампании реактора. За полный топливный цикл работы реактора типа ВВЭР, аббревиатура расшифровывается как водо-водяной энергетический реактор, в среднем происходит около 55% делений от ^{235}U , 35% от ^{239}Pu , 7% от ^{238}U и 3% от ^{241}Pu .

Средняя энергия \bar{E}_f , выделяемая на одно деление для основных делящихся изотопов [49] ^{235}U – 201.92 ± 0.46 МэВ; ^{238}U – 205.52 ± 0.96 МэВ; ^{239}Pu – 209.99 ± 0.60 МэВ; ^{241}Pu – 213.60 ± 0.65 МэВ.

Для интерпретации нейтринных экспериментов в первую очередь необходимо знание о самом спектре реакторных антинейтрино, его форме и интенсивности. Основные методы получения спектра антинейтрино ядерного реактора будут рассмотрены по отдельности в следующем разделе.

1.2 Методы получения спектра антинейтрино

Основными методами получения спектра антинейтрино от ядерного реактора являются:

- Метод прямого суммирования, основывается на расчете спектра антинейтрино как смеси основных делящихся изотопов, где спектр каждого изотопа рассчитывается независимо;
- Метод конверсии, основанный на измерении бета-спектров осколков деления для каждого из основных четырех изотопов урана и плутония и преобразовании его в спектр антинейтрино;
- Метод прямого измерения спектра антинейтрино ядерного реактора, где естественным путем учитывается вклад каждого изотопа и все дополнительные источники антинейтрино;
- Метод SVD (Singular Value Decomposition) - метод применяется для перевода спектра позитронов в спектр антинейтрино. Данный метод используется при непосредственном получении спектра антинейтрино по результатам прямого измерения.

Метод конверсии описан в работах [50; 51]. Далее будут рассмотрены только два основных метода: метод суммирования (расчетный, теоретический) и метод прямого измерения (экспериментальный), который включает в себя метод сингулярного разложения (метод SVD). Указанные методы используются и сравниваются в настоящей работе.

1.3 Метод прямого суммирования

Как уже говорилось, в реакторе антинейтрино образуется в результате бета-распада смеси осколков основных делящихся изотопов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Конкретное соотношение между делящимися изотопами зависит от типа ядерного реактора и, как правило, меняется в ходе кампании реактора. Набор осколков является характерным для каждого делящегося изотопа. Соответственно и спектры антинейтрино будут индивидуальными для каждого ядра, испытывающие деление. В расчете получают спектры указанных четырех изотопов независимо.

Спектр антинейтрино от реактора в любой момент времени является суперпозицией спектров этих изотопов с весами, соответствующими их долям делений в активной зоне ядерного реактора.

Метод расчета спектра антинейтрино от осколков деления тяжелых ядер заключается в суммировании индивидуальных спектров антинейтрино, испускаемых отдельными осколками [52]. Вклад в спектр антинейтрино осколочка с зарядом Z и массой A определяется: кумулятивным выходом $Y_j(Z, A)$ осколочка, вероятностью образования как непосредственно в процессе деления, так называемый независимый выход, так и за счет бета-распада других осколочков; спектром $S_{j,k}(E)$ испускаемых антинейтрино; и также должна быть учтена возможность распада по нескольким ветвям, не только на основное, но и на возбужденные состояния дочернего ядра.

Таким образом, спектр антинейтрино или бета-частиц от продуктов деления ядерного топлива в реакторе дается выражением

$$f_\nu(E) = \sum_{j,k} Y_j(Z, A) \cdot b_{j,k} \cdot S_{j,k}(E), \quad (1.2)$$

где $b_{j,k}$ – вероятность распада j -го ядра по k -ой ветви. Все выходы в сумме раньше приравнивали двум $\sum_j Y_j(Z, A) = 2$, подразумевая два осколочка при делении. Но, в современной базе ядерных данных полная сумма всех осколочков превышает 2, так как есть ядра, образующиеся в результате тройного деления. Обычно образуются два тяжелых осколочка и один легкий. Легкие ядра обычно не бывают тяжелее 15, ядер азота. Из-за этого полная сумма выходов всех осколочков немного больше двойки. Обычно тройные деления происходят в 1/500–1/1000 доле случаев. Осколочек часто имеет множество бета-переходов на возбужденные уровни дочернего ядра. Спектр $S_{j,k}(E)$ нормируются на единицу.

Для нахождения кумулятивного выхода $Y_j(Z, A)$ в момент времени t после деления суммируют прямые выходы ядер предшествующих данному ядру с поправкой на их период полураспада:

$$Y_{jn}(Z, A) = \sum_{i=1}^n Y_{ji}(Z, A) \cdot (1 - \exp^{-\frac{t}{\tau_i}}),$$

где n – n -ое ядро в цепочке, а по индексу i идет суммирование от осколочка с минимальным Z до осколочка n . У первого ядра кумулятивный выход совпадает с прямым, а у второго – это сумма своего и предыдущего прямых выходов.

Форма разрешенного бета-спектра описывается формулой Ферми:

$$S(E_e, E_0, Z) = K p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \cdot F(Z, E_e) \cdot C(Z, E_e) \cdot (1 - \delta(Z, A, E_e)), \quad (1.3)$$

где K – нормировочный фактор, p_e и E_e – импульс и полная энергия вылетающего электрона, E_0 – граничная энергия бета-перехода, $E_0 = E_e + E_\nu$, $F(Z, E_e)$ – функция Ферми, учитывающая влияние кулоновского поля ядра на энергию бета-частицы, $C(Z, E_e)$ – коэффициент, учитывающий зависимость импульса от ядерного матричного элемента, $\delta(Z, A, E_e)$ – фактор формы энергетического спектра.

Для случая разрешенного перехода коэффициент $C(Z, E_e) = 1$ и в нашем расчете мы полагали $\delta(Z, A, E_e) = 0$. Для расчета спектра антинейтрино в спектре (1.3) производится замена $E_e = E_0 - E_\nu$.

Основным недостатком метода суммирования является отсутствие информации о схемах распада осколков деления, энергетических уровней дочернего ядра и величину $b_{j,k}$ из выражения (1.2), которая определяется по измерениям гамма-квантов изучаемых изотопов. Кроме того, величина прямого выхода имеет точность около 5%, и она получается оценочным методом по анализу топлива, выдержанного в течении 5–10 лет в бассейне отстойнике.

1.4 Метод прямого измерения

Современные ядерные реакторы обеспечивают достаточно мощный поток электронных антинейтрино. Так реактор тепловой мощностью немногим более 3000 МВт (около 1000 МВт электрической энергии) излучает 10^{21} антинейтрино в секунду. Такие реакторы, например, установлены на Калининской АЭС.

Первая попытка измерения спектра антинейтрино была предпринята в работе Рейнеса [7]. Был получен спектр в виде экспоненты с квадратичным полиномом по энергии нейтрино в показателе степени для ограниченного диапазона энергий антинейтрино. Статистика в первых измерениях была очень маленькой, около сотен событий.

Прямой метод определения спектра антинейтрино основывается на измерении спектра позитронов реакции ОБР (1) и восстановлении по нему спектра антинейтрино. Позитроны уносят практически всю энергию антинейтрино, остающуюся после преодоления физического порога реакции ОБР ($E_{th} = 1.806$ МэВ). Порог реакции ОБР рассчитывается по формуле $E_{th} \equiv \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p}$. Наивное значение порога по разности масс нейтрона и протона с добавлением массы элект-

трона отличается от точного значения на 0.002 и равно 1.804 МэВ. Кинетическая энергия позитрона T_{e^+} реакции ОБР в первом приближении равна энергии антинейтрино $E_{\bar{\nu}}$ за вычетом пороговой энергии и энергии отдачи нейтрона $T_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - E_{th} - r_n$, где $r_n \ll E_{\bar{\nu}}$ – средняя энергия отдачи, передаваемая нейтрону, менее 20 кэВ.

В отличие от двух, других методов: прямого суммирования и метода конверсии, в этом методе естественным путем учитывается полная картина от рождения до распада всего множества бета-активных атомных ядер и все процессы, происходящих с ними в активной зоне реактора.

Использование реакции ОБР (1) удобно по ряду причин, так как среди других нейтринных реакций она имеет большое сечение взаимодействия и удобную схему выделения эффекта над фоном по конечным продуктам реакции, а также она хорошо изучена и поэтому восстановление спектра антинейтрино из спектра позитронов возможно выполнить с высокой точностью. В настоящее время много говорят о реакции когерентного рассеяния антинейтрино на ядрах, которая имеет большое сечение (~ 100 раз), но продукты этой реакции имеют очень низкую энергию и искаженный спектр. Использование этой реакции в практическом плане пока очень далеко от применения.

Метод прямого измерения был реализован в эксперименте РОНС (Ровенский нейтринный спектрометр) на Ровенской АЭС (атомная электростанция) в 80х годах прошлого века. В этом эксперименте (описан в разделе 2.1), проводилось измерение спектра позитронов реакции ОБР с низкого порога, 150 кэВ по кинетической энергии позитронов, и была набрана рекордная для того времени статистика 174 тысячи событий реакции обратного бета-распада [53].

Эксперимент РОНС длился три кампании реактора и измерения велись однотипно на протяжении трех лет. Цикл измерений одной кампании включал в себя: измерение спектра позитронов в течение нескольких месяцев перед остановкой реактора на плановый профилактический ремонт и частичную перезагрузку топлива, измерение спектра коррелированного фона во время остановки реактора и снова в течение трех-четырех месяцев измерение спектра после планового профилактического ремонта на полной мощности ядерного реактора.

Экспериментальный спектр позитронов полученный в работе [53] представляет собой свертку спектра антинейтрино с сечением реакции обратного бета-распада и функцией отклика детектора

$$S_e(T) = \int \rho_\nu(E) \sigma_{\nu p}(E) R(T, E) dE, \quad (1.4)$$

где $\rho_\nu(E)$ – спектр антинейтрино, $\sigma_{\nu p}(E)$ – сечение реакции обратного бета-распада, $R(T, E)$ – функция отклика детектора.

Для решения интегрального уравнения (1.4) и получения спектра антинейтрино использовалась расчетная функция отклика детектора. Спектр антинейтрино искался в виде экспоненциальной функции с полиномом 10-й степени. Таким образом, для описания спектра антинейтрино были использованы четыре параметра:

$$\rho_\nu(E) = C_1 \exp(C_2 E + C_3 E^2 + C_4 \left(\frac{E}{8}\right)^{10}). \quad (1.5)$$

Были найдены коэффициенты, нормировочный множитель и три коэффициента при степенях энергии, описывающие поведение спектра антинейтрино (1.5): $C_1 = 5.09$, $C_2 = -0.648$, $C_3 = -0.0273$, $C_4 = -1.411$. Этот спектр соответствовал усредненному по измерению составу топлива в активной зоне за кампанию ядерного реактора по доле делений основных делящихся изотопов: $\alpha_{235} = 0.586$, $\alpha_{238} = 0.075$, $\alpha_{239} = 0.292$, $\alpha_{241} = 0.047$.

Позднее, спектр позитронов (1.4) был преобразован в спектр антинейтрино методом перевода наблюдаемого в детекторе спектра в шкалу энергий антинейтрино, исключая из него влияние детектора и делением на сечение реакции обратного бета-распада. Затем из реакторного спектра были выделены спектры антинейтрино отдельных изотопов ядерного топлива, ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , при известном составе топлива в активной зоне ядерного реактора [54]. Выделение производилось путем умножения измеренного спектра на отношение расчетного спектра данного изотопа (урана или плутония) к смеси расчетных спектров при том же составе. Этот метод не очень точный, так как полученные экспериментальные спектры получаются довольно сильно зависят от расчетных спектров, которые у разных авторов различаются на 5–10%.

Описанный здесь метод извлечения спектра антинейтрино при прямом измерении описывает спектр антинейтрино в общем (сглажено), не учитывая возможных особенностей формы, как ступеньки, выпуклости или небольшие провалы. В настоящее время используют матричный метод, также основанный на моделировании Монте-Карло процесса регистрации антинейтрино в детекторе. Но этот метод дает экспериментальный спектр, взвешенный с сечением реакции ОБР (1) по бинам, не сглаживая форму спектра. Ниже мы рассмотрим этот метод.

1.5 Метод SVD

Измеряемая величина, например, энергетический спектр обычно искажается в процессе регистрации детектором. При этом играют роль такие факторы, как энергетическое разрешение, краевой эффект, когда позитрон теряет часть энергии в стенках объема и эффективность регистрации, которая оказывается разной в разных частях детектора. Поэтому для восстановления истинного энергетического спектра без специфических детекторных искажений требуется коррекция или преобразование измеренного спектра. Это позволяет напрямую сравнивать результаты с другими экспериментами и теоретическими предсказаниями.

Преобразование от измеренного спектра к истинному называется развёртка (*unfolding*) и относится к классу линейных обратных задач. Оно требует глубокого понимания физических характеристик отклика детектора. Из-за особенностей отклика детектора, например, конечного разрешения, обратная задача является некорректно поставленной: небольшое колебание в измеренном спектре может привести к значительному изменению результата развёртки. Некорректное решение простым обращением матрицы даёт нестабильные результаты. Для устойчивого решения используется метод регуляризации сингулярного разложения – стандартный метод развёртки линейных обратных задач, рассмотренный ниже.

Сингулярное разложение или метод SVD является мощным вычислительным средством для анализа матриц и задач, связанных с матрицами, которое имеет приложения во многих областях. Например, в экспериментах физики высоких энергий [55; 56], в нейтринных экспериментах на реакторах [57]. Сингулярное разложение имеет довольно давнюю историю [58].

Метод SVD, подробно описанный в книге [59], основывается в составлении матрицы, известной в статистическом анализе экспериментов как матрица плана. Решение линейной обратной задачи типа $Ax = y$ (где A – матрица отклика детектора, x – вектор истинного распределения размерности n , y – вектор измеренного распределения размерности m) требует построения псевдообратной матрицы A^\dagger (в случае квадратной матрицы A^{-1}). При $m = n$ задача решается обычным преобразованием матрицы. На практике измеренный спектр y содержит статистические флуктуации, и простое преобразование матрицы приводит к большим флуктуациям в истинном распределении x .

Один из подходов, основанный на идее метода наименьших квадратов, заключается в минимизации выражения

$$\|Ax - y\|^2 = (Ax - y)^T V_y^{-1} (Ax - y), \quad (1.6)$$

где V_y – ковариационная матрица для измерений y . Более высокая размерность измерений, т.е. $m = n$, может привести к более точному решению.

Метод SVD – это метод ортогонализации, применяемый к матрице A размерностью $m \times n$. Предварительно выполняется масштабирование уравнения $Ax = y$: строки A и вектор y делятся на вектор ошибок y .

Сингулярным разложением действительной $m \times n$ - матрицы A называется всякая ее факторизация вида

$$A = U \Sigma V^T = \sum_{i=1}^n u_i \sigma_i v_i^T, \quad (1.7)$$

где U – ортогональная $m \times m$ - матрица, V – ортогональная $n \times n$ - матрица, а Σ – диагональная $m \times n$ - матрица, у которой $\sigma_{ij} = 0$ при $i \neq j$ и $\sigma_{ii} = \sigma_i \geq 0$. Величины σ_i – называются сингулярными числами матрицы A , а столбцы U и V – левыми и правыми сингулярными векторами ($U^T U = I, V^T V = I$).

В применениях метода SVD к анализу экспериментальных данных матричный элемент a_{ij} представляет собой i -е наблюдение j -го переменного в эксперименте, следовательно, m – общее число наблюдений, а n – общее число переменных. Предположение $m \geq n$ означает, что имеется n сингулярных чисел $\sigma_i, i = 1, \dots, n$.

Если матрица A – квадратная и невырожденная, то все ее сингулярные числа отличны от нуля и, следовательно, $\Sigma^\dagger = \Sigma^{-1}$ и $A^\dagger = A^{-1}$.

Псевдообратная матрица связана с задачей наименьших квадратов тем обстоятельством, что вектор x наименьшей длины, минимизирующий $\|Ax - y\|$ в выражении (1.6), можно выразить формулой $x = A^\dagger y$. Если основное состояние (1.7) расписать поэлементно, то для $i = 1, \dots, m$ и $j = 1, \dots, n$ справедливо

$$a_{ij} = \sum_{k=1}^n \sigma_k u_{ik} v_{jk}.$$

Суммирование можно ограничить теми значениями k , для которых $\sigma_k \geq 0$. Если определение

$$A^\dagger = V \Sigma^\dagger U^T \quad (1.8)$$

также расписать, то для $i = 1, \dots, n$ и $j = 1, \dots, m$

$$a_{ij}^\dagger = \sum_{\sigma_k \neq 1} \frac{v_{ik} u_{jk}}{\sigma_k}.$$

Выражение (1.8) можно переписать в виде

$$A^\dagger = V \Sigma^{-1} U^T. \quad (1.9)$$

Умножая уравнение $Ax = y$ на псевдообратную матрицу A^\dagger (1.9) получаем вектор x :

$$x = (V \Sigma^{-1} U^T) y = \sum_{j=1}^n \frac{1}{\sigma_j} c_j v_j \quad (1.10)$$

где коэффициент $c_j = y^T u_j$. Ковариационная матрица для оценки x задается как

$$V_x = \sum_{j=1}^n \frac{1}{\sigma_j^2} v_j v_j^T. \quad (1.11)$$

Точное решение линейной системы эквивалентно минимизации χ^2 :

$$\chi^2(x) = (Ax - y)^T V_y^{-1} (Ax - y). \quad (1.12)$$

Простой способ регуляризации – усечение диагональной матрицы, чтобы исключить большие флуктуации вида $1/\sigma_i$ в решении x , что эквивалентно игнорированию незначительных компонент матрицы отклика детектора. Хотя простое усечение лучше, чем сохранение всех j , оно вносит трудно контролируемые смещения. Один из распространённых подходов заключается в том, чтобы регуляризованное решение было гладким. Для этого необходимо ввести в минимизацию (1.12) дополнительный регуляризационный член [56; 60]:

$$\chi^2(x) = (Ax - y)^T V_y^{-1} (Ax - y) + \tau (Cx)^T Cx. \quad (1.13)$$

где τ – параметр, определяющий величину регуляризации.

1.6 Выводы

В этой главе, имеющей вспомогательный характер, представлен краткий обзор различных методов формирования энергетического спектра антинейтрино.

Описан широко используемый метод прямого суммирования, метод прямого измерения и рассмотрен относительно новый метод SVD сингулярного разложения.

Преобразование измеренного спектра позитронов в спектр антинейтрино не позволяет выделить спектры отдельных компонент, вызванных делением разных изотопов. Ниже мы рассмотрим метод, который позволяет получить эти спектры из измеренного спектра после преобразования его в спектр антинейтрино, взвешенного с сечением реакции ОБР (1).

Глава 2. Применение комбинированного метода к эксперименту РОНС

В самом начале экспериментов с участием антинейтрино от ядерного реактора индивидуальные спектры основных четырех делящихся изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , составляющих топливо ядерного реактора, находили расчетным путем [7; 61]. Однако, точность таких расчетов была невелика в основном из-за неполноты информации антинейтринных спектров осколков деления, вероятностей их бета-переходов и выходов при делении.

Энергетический спектр антинейтрино от ядерного реактора представляет собой фундаментальную характеристику реактора. Вылетая из активной зоны реактора, антинейтрино проникают через все защиты и несут информацию о цепной реакции в активной зоне. Поэтому спектр антинейтрино уникален для каждого типа реактора и зависит от состава ядерного топлива. Как выше было указано, в течение кампании ядерного реактора состав активной зоны изменяется и следовательно меняется энергетический спектр антинейтрино.

Первый экспериментальный спектр антинейтрино был получен в 1990 г. в эксперименте РОНС на Ровенской АЭС [39]. Экспериментальный спектр отвечал определенному составу активной зоны ядерного реактора и был получен в виде формулы (1.5), описывающий спектр в среднем. Позднее по разработанной методике, с помощью которой удалось преобразовать измеренный энергетический спектр позитронов реакции ОБР (1) в спектр антинейтрино, который также удалось разделить на составляющие его компоненты - спектры основных четырех делящихся изотопов урана и плутония [54].

Спектр антинейтрино от делящегося изотопа, казалось бы, несложно рассчитать, зная вероятности рождения осколков деления (схем бета-распада), но на деле оказывается далеко не тривиальной задачей. Короткоживущие осколки деления в основном находятся вдалеке от линии бета-стабильности. Как правило у таких осколков неизвестные схемы распада и их количество составляет примерно треть всех осколков. Поэтому расчетный спектр антинейтрино не описывает наблюдаемый спектр в эксперименте при большой статистике.

В первых расчетах спектра антинейтрино [62—65] от деления урана использовалось около 500 схем бета-распада, при этом известных схем среди них было менее половины. В настоящее время базы данных осколков деления содержат более тысячи ядер с массовым числом A от 58 до 184, а с учетом тройного деления

добавляются и легкие ядра с массой от 1 до 15. Однако данные для многих короткоживущих ядер по прямому выходу при делении и схемам распада остаются неточными и в настоящее время. Чрезвычайно сложно определить выход осколка при делении, если время его жизни намного меньше одной секунды. В основном данные о бета-переходах короткоживущих ядер в базах ядерных данных берутся либо по аналогии с известными долгоживущими или рассчитываются по моделям атомного ядра. Свойства таких ядер можно считать оцененными, а не точно известными. Для расчета мы использовали порядка 1000 ядер вместе с возбужденными и стабильными. Стабильные ядра требуются для составления зарядовых цепочек бета-распада, для обозначения последней точки расчета. Всего неизвестных и оцененных ядер – осколков деления насчитывается около двух третей от всех осколков, а точно известных около трети.

В данной главе описана методика расчета спектров антинейтрино основных делящихся изотопов урана и плутония, основанная на модернизированной нами базе данных осколков деления. В модернизированной базе ядерных данных для осколков с неизвестными схемами распадов применялась силовая функция для описания вероятностей бета-переходов ядра. Силовая функция подбиралась для наилучшего описания экспериментальных спектров антинейтрино, полученных в эксперименте на Ровенской АЭС [54]. С использованием разработанного метода сформированы каталоги модельных схем бета-распада, бета-, антинейтринных спектров короткоживущих ядер-смеси продуктов деления. Приводится сводная таблица основных параметров бета-активных атомных ядер.

2.1 Эксперимент РОНС

Изучение спектра антинейтрино от ядерного реактора в нашей стране началось в 80-е годы с пуском на Ровенской АЭС нейтринной лаборатории под руководством Л. А. Микаэляна от института атомной энергии им. И. В. Курчатова (ИАЭ). В подземной камере лаборатории был установлен первый спектрометр НД-1 [53]. Разработанная программа в ИАЭ фундаментальных и прикладных исследований на АЭС включала в себя изучение процессов индуцируемых реакторных антинейтрино, поиски нейтринных осцилляций, а также развитие методов нейтринной диагностики внутриреакторных процессов.

Основные помещения нейтринной лаборатории на Ровенской АЭС располагались под землей на глубине 13 метров. Непосредственно под реактором второго блока ВВЭР-440, тепловая мощность которого 1375 МВт, располагался экспериментальный зал, а рядом с ним лабораторные помещения для электроники. На Рис. 2.1 показан вертикальный разрез по оси реактора.

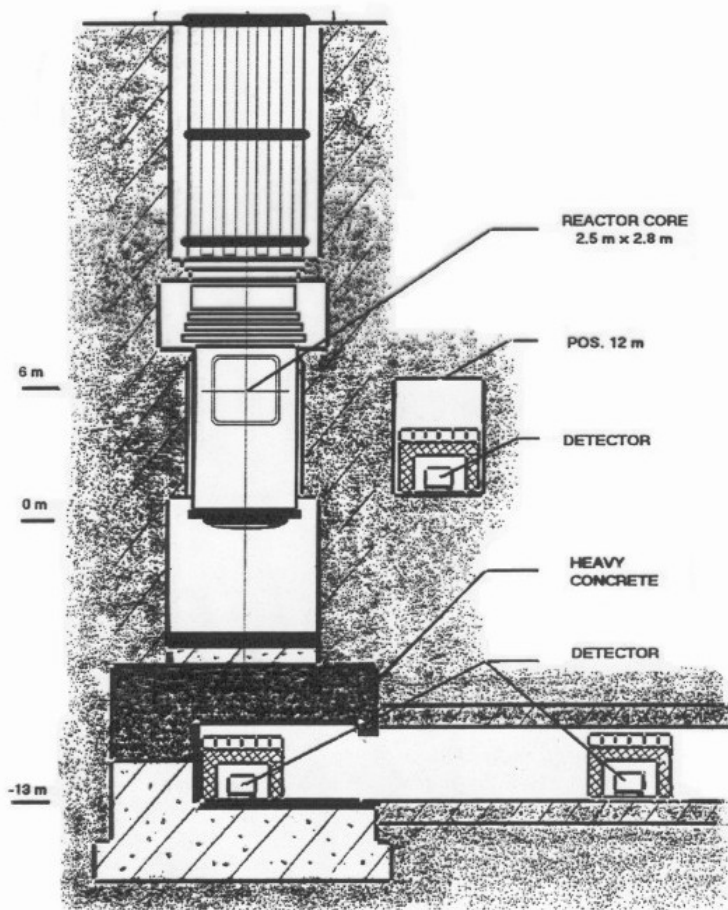


Рисунок 2.1 — План расположения нейтринной подземной лаборатории под вторым блоком Ровенской АЭС [66].

Начиная с 1987 года на смену детектору НД-1 пришел спектрометр большего объема – РОНС. В основе детектора РОНС положена схема гомогенного спектрометра НД-1 с улучшенной системой регистрации событий и большим объемом. Конструктивно РОНС, представлен на рис. 2.2, выполнен в виде двух баков из оргстекла, вложенных один в другой. Баки имеют форму прямоугольных параллелепипедов, внутренние размеры их составляют $1220 \times 800 \times 1110 \text{ мм}^3$ и $1250 \times 1170 \times 1120 \text{ мм}^3$, а толщина стенок 5 мм и 18 мм. Четыре стенки внутреннего бака по периметру вплотную примыкают к стенкам внешнего, а две боковые отстоят на расстоянии 180 мм. Во внутренний бак налит водородосодержащий

сцинтиллятор на основе парафинового масла с добавками гадолиния, а пространство между баками заполнено чистым парафиновым маслом и используется в качестве световодов. Количество гадолиния составляет 0.45 г/л, что соответствует времени жизни нейтронов в установке $\tau_n = 50$ мкс. Сцинтиллятор объемом 1050 литров просматривается с двух сторон 84-мя фотоэлектронными умножителями.



Рисунок 2.2 — Спектрометр РОНС на транспортной тележке [66]. 1 – корпус (прямоугольный бак из оргстекла), 2 – тонкостеночный объем для сцинтиллятора, 3 – кольцевой объем (540 л), 4 – центральный объем (мишень, 510 л), 5 – тонкие зеркальные светоотражатели, 6 – световоды (чистое парафиновое масло), 7 – фотоэлектронные умножители ФЭУ-125, 8 – борированный полиэтилен.

Особенность конструкции РОНС заключалась в выделении центрального объема сцинтиллятора (510 л) с помощью тонких светоотражательных поверхностей, выполненных из акриловых пластин толщиной 1.5 мм. Между двумя соединенными пластинами помещался майлар – светоотражающая пленка. Конструкция детектора показана на рис. 2.2. Центральный объем просматривался с помощью 40 ФЭУ. Для центрального детектора место рождения позитрона и нейтрона отдалено от стенок бака кольцевым слоем сцинтиллятора. Кольцевой детектор играл роль дополнительной активной защиты от внешнего фона.

Установка РОНС в сборе, включает спектрометр на транспортировочной тележке, окруженной активной и пассивной защитами. На рис. 2.3 показано распо-

ложение детектора в защитном домике. Сверху защитного дома из полиэтилена размещены баки с жидким сцинтиллятором общим объемом около 4 м^3 . Защита вырабатывала блокирующее окно при прохождении через нее мюона или быстрого нейтрона. Непосредственно к спектрометру примыкают сцинтилляционные пластины, образующие второй слой активной защиты. Они также вырабатывали запрещающий сигнал при прохождении через детектор мюонов, как и первая защита.

Спектрометр РОНС был размещен под реактором ВВЭР-440 на расстоянии 18 метров от центра активной зоны (рис. 2.1). Полная толщина пассивной защиты, включая сам ядерный реактор, заполненный водой, составляла порядка 30 метров водного эквивалента.

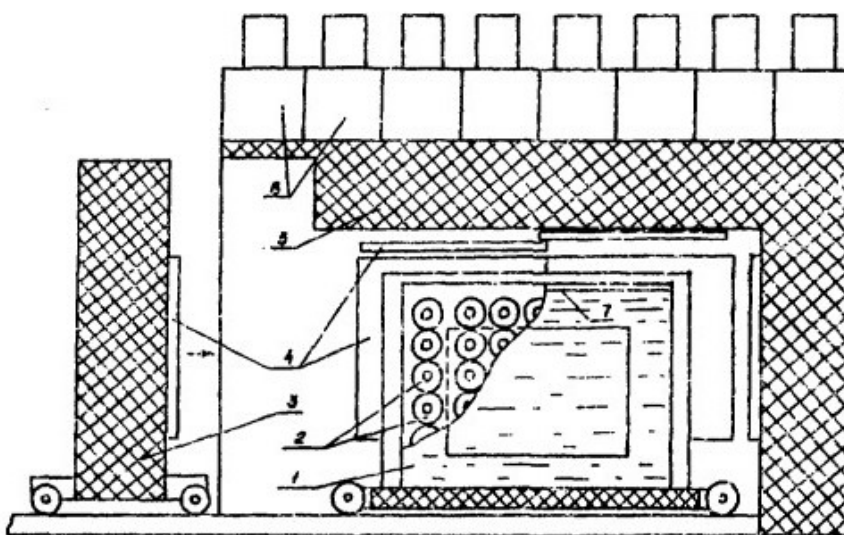


Рисунок 2.3 — Спектрометр РОНС в защитном доме [67]. 1 – спектрометр РОНС на тележке, 2 – фотоумножители, 3 – откатная защитная дверь, 4 – сцинтилляционные пластины активной защиты, 5 – полиэтиленовая пассивная защита, 6 – баки активной защиты с жидким сцинтиллятором.

Эксперимент на спектрометре РОНС длился три кампании реактора. За одну кампанию измерялся спектр позитронов в течение нескольких месяцев при работающем реакторе, а измерение фона продолжалось в течение месяца при остановке реактора на профилактический осмотр и частичную перезагрузку топлива.

В результате трехлетних измерений был получен высокостатистический спектр позитронов реакции ОБР (1). Он представлен на рис. 2.4, взятом из

работы [54]. Общая набранная статистика составляла 174 тысячи нейтринных событий.

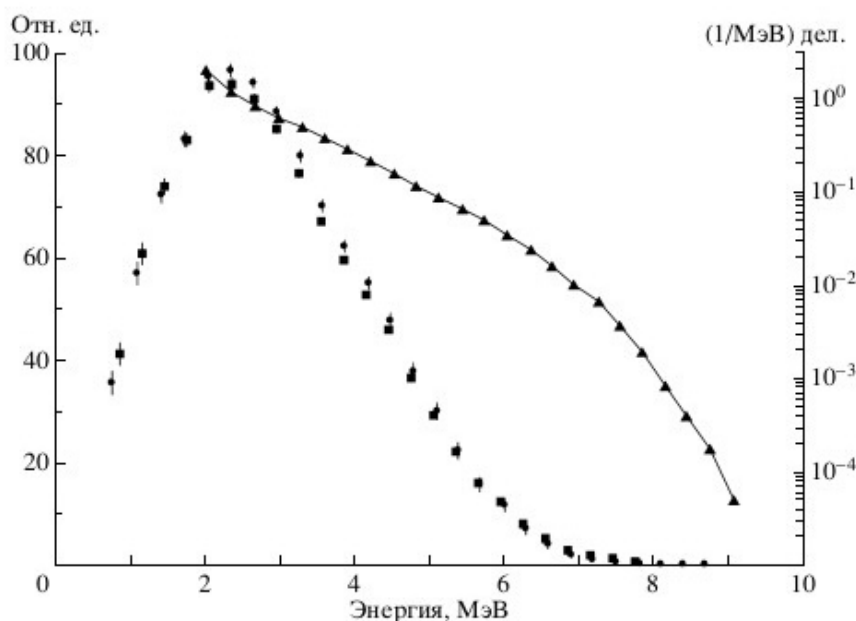


Рисунок 2.4 — Спектры позитронов и антинейтрино реакции ОБР (1). ■ — экспериментальный спектр позитронов, ● — спектр позитронов, поправленный на шкалу и функцию отклика детектора, ▲ — экспериментальный спектр антинейтрино (правая шкала). Шкала энергии, отвечает наблюдаемой для позитронного спектра и энергии антинейтрино для спектра антинейтрино.

По методике описанной в разделе 1.4, были получены спектры антинейтрино отдельных делящихся изотопов, которые были выделены из ровенского эксперимента (представлены на рис. 2.5). В работах [68—70] и [22] показано как эти спектры отдельных изотопов урана и плутония согласуются с расчетными спектрами.

Спектр антинейтрино от ^{235}U оказался похож по форме на расчетные спектры из работ [68; 69]. Отличие состояло в наличии выпуклости в районе 6 МэВ, что соответствует наблюдающейся аномалии в спектрах антинейтрино в наблюдаемой энергии 5 МэВ во всех реакторных экспериментах. Также в нем наблюдалось увеличенная по сравнению с расчетным часть спектра в районе от порога реакции обратного бета-распада ($E_{th}=1.806$ МэВ) до примерно 2.5–3 МэВ, что может быть связано с регистрацией антинейтрино из бассейна-отстойника отработанного топлива, расположенного непосредственно вблизи ядерного реактора, и неполным удалением энергетического разрешения детектора.

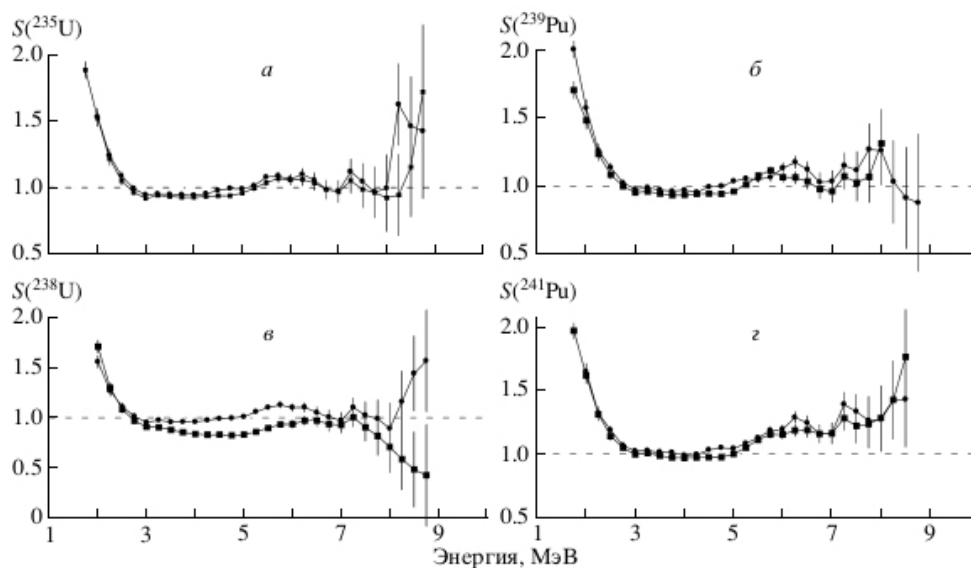


Рисунок 2.5 — Сравнение спектров антинейтрино из работ [68—70] (●) и [22] (■) со спектрами, полученными в работе [54] (сплошные линии). а — ^{235}U , б — ^{239}Pu , в — ^{238}U , г — ^{241}Pu . Приведено отношение спектра, измеренного в Ровно, к сравниваемым спектрам.

Спектры антинейтрино отдельных изотопов ядерного топлива: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , полученные в работе [54], могут считаться экспериментальными, так как впервые был реализован метод преобразования наблюдаемого спектра позитронов реакции ОБР (1) в спектр антинейтрино.

2.2 Практическое применение комбинированного метода расчета спектра антинейтрино

Метод суммирования, подробно изложенный в разделе 1.3, для расчета суммарных спектров антинейтрино $S_{j,k}(E)$ из уравнения (1.2).

Данный метод позволяет определить полный вклад отдельных изотопов в основной спектр антинейтрино и является далеко не тривиальной задачей. Большинство осколков образуется вдали от линии бета-стабильности изотопов. Для большинства из них отсутствуют данные о схемах бета-распада ядра, в первую очередь для короткоживущих с большой энергией бета-распада. Однако ядерные

базы данных постоянно пополняются и модернизируются что несомненно увеличивает точность таких расчетов.

Для расчета полного спектра антинейтрино от реактора использовалась база ядерных данных Live Chart of Nuclides [71] – МАГАТЭ (Международное агентство по атомной энергии), которая в свою очередь составлена из нескольких библиотек ядерных данных (ENSDF [72], NuDat-3 [73] и другие) и на сегодняшний день может считаться наиболее актуальной.

Для расчета антинейтринных спектров отдельных изотопов из базы ядерных данных МАГАТЭ извлекалась исходная информация для ядер в диапазоне массовых значений $A = 58 \div 184$ и помещалась в собственную базу в следующем виде:

- обозначение элемента, его массовое A и зарядовое Z число;
- *known/estimated/unknown*;
- excitation 0/1/2 – обозначает ядро в возбужденном состоянии, которое может перейти в стабильное состояние того же ядра или испытать собственный бета-распад;
- мода распада: β^- /stable/IT – обозначает испытывает ли ядро бета-минус распад либо оно стабильное или с испусканием гамма-кванта переходит в стабильное состояние;
- период полураспада $T_{1/2}$;
- независимый выход $Y_j(Z, A)$ при делении для ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu ;
- вероятность бета-перехода, %;
- число уровней;
- полная энергия бета-распада Q_β , кэВ;
- $E_{\beta^-,max}$ [кэВ] и $I_{\beta^-(abs)}$ [%] (максимальная энергия электрона β^- испускаемая при распаде и абсолютная интенсивность).

По собранным сведениям о схемах распада ядер вводился дополнительный идентификатор радиоактивного ядра следующим образом:

known – обозначает, что данный изотоп имеет точно известную схему распада. *estimated* – ядра, короткоживущие с большим значением энергии бета-распада Q_β , у которых во многих случаях схемы распада и вероятности бета-переходов таких ядер являются рассчитанными по моделям атомного ядра и их можно считать оцененными, а не точно известными. Обычно эти ядра отстоят от линии бета-стабильности более, чем на два значения Z . *unknown* – ядра, у кото-

рых отсутствуют экспериментальные данные о схемах распада, имеют оцененный период полураспада и большую энергию бета-перехода.

Как известно, короткоживущие осколки деления с неизвестной схемой распада имеют достаточно большие, порядка 10 МэВ и более, значение величины бета-перехода. Такие ядра формируют жесткую часть антинейтринного спектра смеси продуктов деления в диапазоне энергий больше 7–8 МэВ. Однако такие осколки в своем большинстве имеют крайне малые значения независимых выходов при делении урана и плутония.

Независимый выход - вероятность образования данного ядра непосредственно в процессе деления.

Кумулятивный выход - сумма прямого выхода данного осколка с кумулятивным выходом предыдущего. (вероятность образования ядра как непосредственно при делении тяжелого изотопа урана или плутония, так и за счет бета-распадов ядер, предшествующих данному ядру в зарядовой цепочке, то есть с меньшим Z .)

Полный выход - вероятность образования конечного продукта цепочки радиоактивного распада для данного массового числа A .

Под смесью продуктов деления подразумевается совокупность бета-активных атомных ядер в диапазоне массовых значений $A = 58 \div 184$, образующихся при делении урана и плутония, нейтронами спектра деления или тепловыми в ядерных реакторах, а также при мгновенном делении.

Таким образом, из составленных каталогов бета-активных радиоактивных ядер была сформирована база ядерных данных Nuclide, состоящий из порядка 1000 изотопов - осколков деления.

Ниже приведена структура сформированной базы ядерных данных Nuclide из составленных каталогов и в качестве примера представлена структура каталога извлекаемой информации для ядра ${}_{27}^{66}\text{Co}$:

Nuclide

P
Ti
W
Y
...
Co
 59.txt
 ...
 66.txt
 77.txt
Cr
...
Na
Al
Be
Mg
Mn
Ni
He
Mo
Ga
Sc
Sm
Yb
Se
Pm
Sb
Pd

66.txt

```

├─ Name Co
│
│─ A 66
│
│─ Z 27
│
│─ estimated
│
│─ excitation 0
│
│─ Decay: beta-
│
│─ T1/2 0.2 s
│
│─ Independent fission yields:
│   ── 235U: 6.4275e-11
│   ── 238U: 4.5884e-10
│   ── 239Pu: 2.6767e-09
│   ── 241Pu: 2.7961e-09
│
│─ Beta transition probability 100 %
│
│─ Beta transition number 4
│
│─ Qβ- 9598 keV
│
│─ Energy Probability:
│   ── 6659 9
│   ── 7218 69
│   ── 8464 22
│   ── 9598 0.00001

```

Кумулятивные выходы для стабильных изотопов всех осколков деления представлены на рис. 2.6.

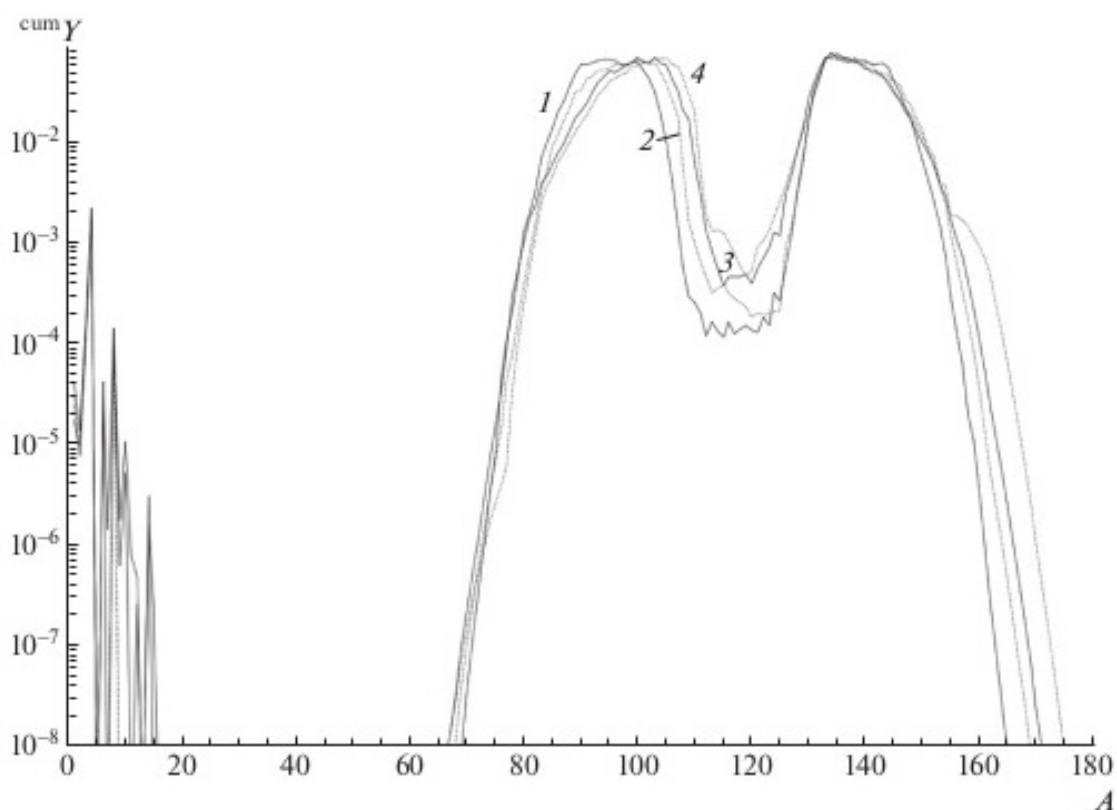


Рисунок 2.6 — Распределение выходов осколков ^{cum}Y на акт деления для четырех основных делящихся изотопов урана и плутония: 1 — ^{235}U , 2 — ^{238}U , 3 — ^{239}Pu , 4 — ^{241}Pu , составляющих ядерное топливо реактора. В области малых значений массы осколка наблюдаются легкие ядра, принимающие участие в тройном делении.

Количество осколков деления с неизвестными схемами распада (*unknown*) составляет около трети от всех осколков деления. Для таких осколков деления крайне сложно получить экспериментально бета- и гамма-спектры при времени распада много меньше одной секунды. В большинстве случаев схемы распада и вероятности бета-переходов у таких ядер являются оцененными (расчетными) по аналогии со сходными ядрами, имеющими больший период полураспада, или с ядрами, которые легко получить, облучая нейтронами стабильные изотопы.

Основным источником неопределенности в расчете спектра антинейтрино связано с осколками деления с неизвестными схемами распада. Поэтому достоверная оценка вклада таких осколков в эффективный бета-, антинейтрино спектр

смеси продуктов деления является крайне значимой задачей. Также неопределенность связана со знанием выходов осколков при делении. Эта неопределенность оценивается в 5 %.

Впервые было предложено использовать ядра с неизвестными схемами распада [44], чтобы добиться наилучшего описания экспериментальных спектров антинейтрино из эксперимента в Ровно [39] в работе [54] расчетными спектрами.

Большинство осколков образуется вдали от линии бета-стабильности изотопов. Для большинства из них отсутствуют данные о схеме бета-распада ядра, в первую очередь для короткоживущих с большим значением энергии бета-распада Q_β . Поэтому ранее прибегали к прогнозированию схем распада (рис. 2.7) для таких ядер начиная от простых одноуровневых [74] и двухуровневых [75–77] схем к более сложному описанию с использованием силовой функции бета-распада [63; 64]. Этот подход был заменен на использование многоуровневой системы дочернего ядра своеобразной силовой функцией (2.1) [44].



Рисунок 2.7 — Модельная схема распада дочернего ядра для ядер с неизвестными схемами распада.

$$f(Q_\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot \exp \left[-\frac{(\mu - Q_\beta)^2}{2 \cdot \sigma^2} \right], \quad (2.1)$$

где $\mu = par \cdot Q_\beta$, а $\sigma = 0.2 \cdot \mu$.

Вероятности бета-переходов (рис. 2.8) мы распределили по функции Гаусса со средним значением, лежащим в диапазоне энергий от 2 МэВ до энергии бета-распада Q_β , и дисперсией, равной 20 % от средней энергии. Средняя энергия энергии подбиралась как параметр, равный некоторой доле от Q_β .

Выбор гауссова распределения обусловлен тем, что такое распределение является вполне типичным для ядер с известными схемами распада. Гауссова форма функции помогает выделить главный вклад в спектре от неизвестных переходов.

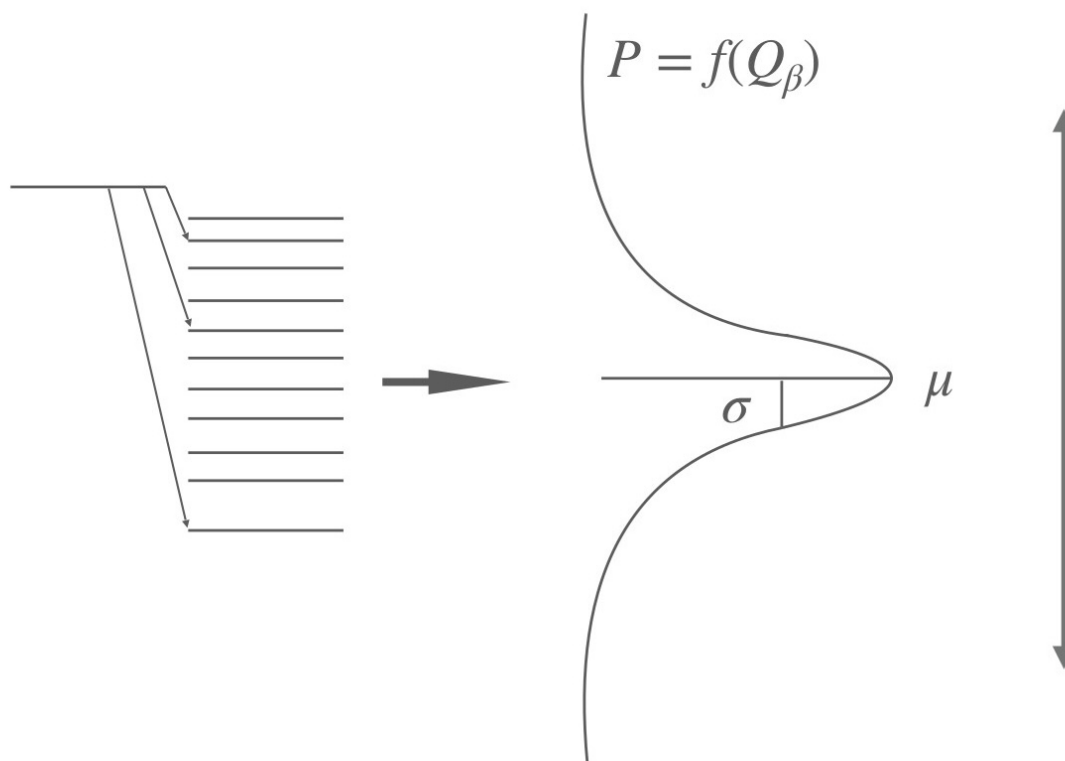


Рисунок 2.8 — Схематичное представление силовой функции (2.1).

На рис. 2.9 и рис. 2.10, в качестве примера, показаны вероятности перехода для нуклида $^{144}_{56}\text{Ba}$ и $^{75}_{30}\text{Zn}$. Данным нуклидам мы присвоили идентификатор (внесли в группу) оцененные из-за маленького периода полураспада $T_{1/2} = 11.5$ секунд и $T_{1/2} = 10.2$ секунд.

Подбор средней энергии осуществлялся методом минимизации функционала, составленного из расчетных и экспериментальных спектров

$$\chi_m^2 = \sum_{i=5,8,9,1} \sum_{k=1}^{25} \left(\frac{y_{i,k}^{exp} - y_{i,k}^{calc}}{\sigma_{i,k}^{exp}} \right)^2, \quad (2.2)$$

где m - номер итерации, $y_{i,k}^{exp}$ - экспериментальный спектр антинейтрино из [54], $y_{i,k}^{calc}$ - расчетный спектр, $\sigma_{i,k}^{exp}$ - погрешность экспериментального спектра.

Как известно, отработанное топливо помещается в специальный бассейн-отстойник, находящиеся в непосредственной близости от ядерного реактора.

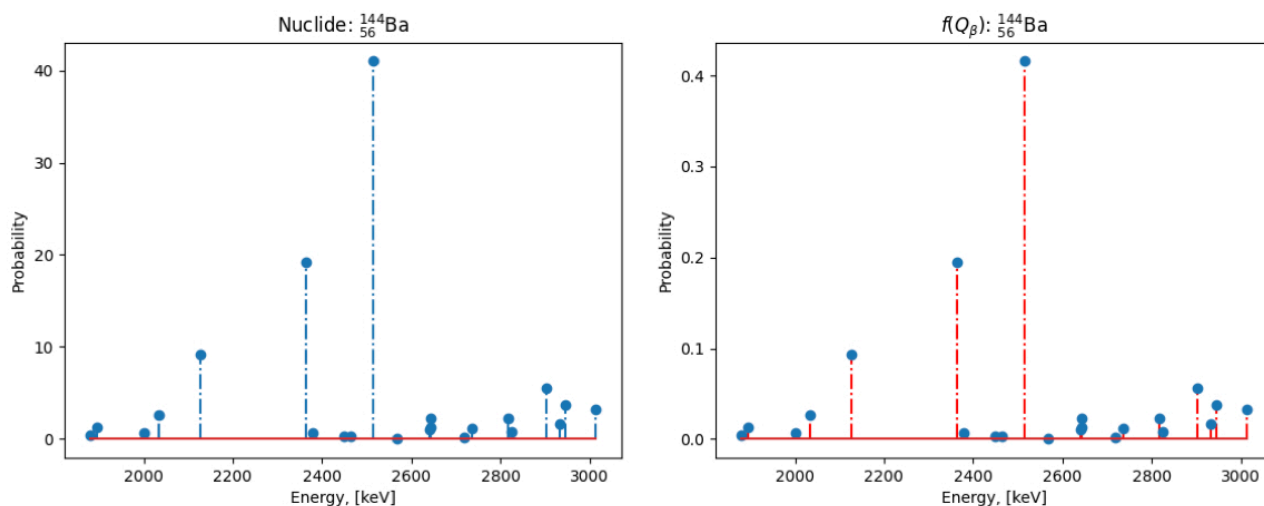


Рисунок 2.9 — Вероятности перехода для нуклида ^{144}Ba и предполагаемых гипотетических ветвей как гауссовы, которые использовались для изменения формы спектра.

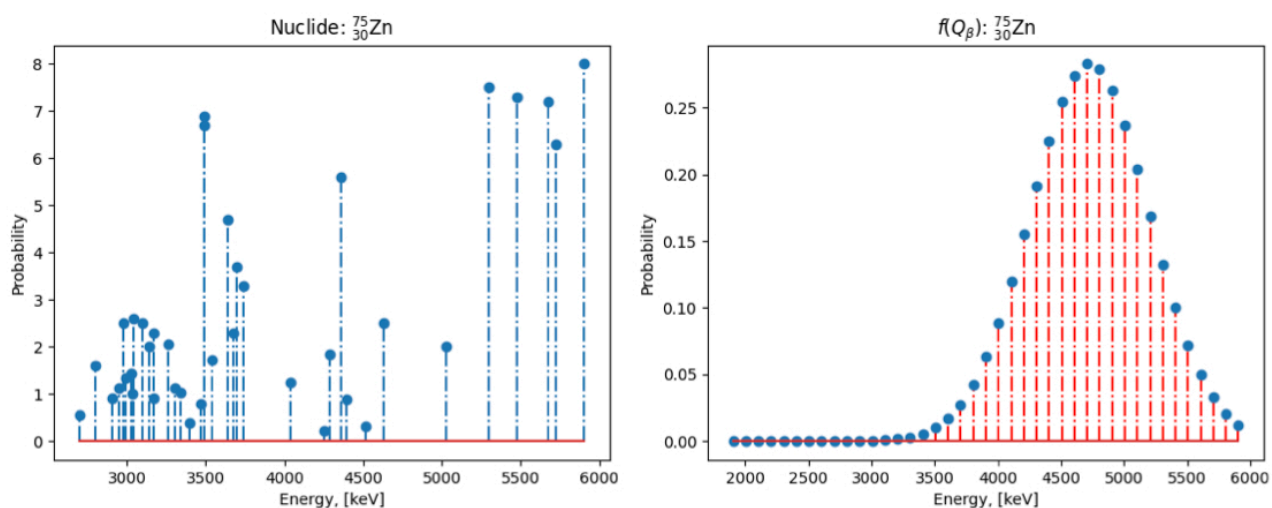


Рисунок 2.10 — Вероятности перехода для нуклида ^{75}Zn и предполагаемых гипотетических ветвей как гауссовы, которые использовались для изменения формы спектра.

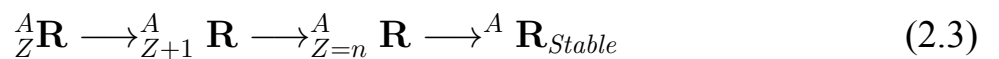
Наработанные в нем долгоживущие изотопы так же являются источником антинейтрино, но их интегральный вклад по сравнению с потоком антинейтрино от работающего реактора составляет величину менее 0.1 %. Их спектр находится в области низких энергий, менее чем 3.7 МэВ. Поэтому для описания экспериментальных спектров расчетными была выбрана часть экспериментальных спектров выше 3.5 МэВ, чтобы исключить низкоэнергетичную часть, где мог присутство-

вать спектр от отработанного ядерного топлива, и который может увеличивать экспериментальный спектр по сравнению с чистым спектром от осколков деления. На каждом этапе минимизации формировался заново расчетный спектр при изменении средней энергии бета-переходов у оцененных и неизвестных осколков деления.

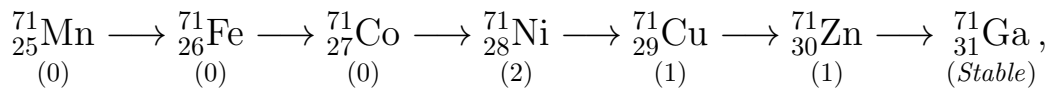
2.3 Процедура минимизации

Суть разработанного в настоящей работе метода заключается в использовании силовой функции (2.1) для построения модельных схем бета-распада. В качестве из основных параметров используется величина Q_β . Полная энергия Q_β – энергетический параметр, описывающий бета-распад короткоживущих ядер с экспериментально неизученной схемой распада. Величина параметра полной энергии активно возрастает по мере удаления от полосы стабильности и достигает 10 МэВ и более.

Из сформированных каталогов бета-активных радиоактивных ядер были получены цепочки радиоактивных переходов с массовыми числами от 58 до 184. Простейшую линейную цепочку радиоактивных переходов можно записать в виде:



Приведем пример для массового значения $A = 71$:



где нижние индексы (0), (1) и (2) соответствуют определенному идентификатору ядра: *known* = 1, *estimated* = 2, *unknown* = 0, описанные в разделе 2.2.

Рассмотрим коротко процедуру минимизации χ_m^2 в (2.2) с учетом выражения (1.3) для расчета спектров антинейтрино для отдельных продуктов деления, а также ниже будет приведено табличное представление результатов. При вычислении любого k -го разрешенного бета- или антинейтрино спектра ядра весь энергетический диапазон разбивается с шагом в 1 МэВ от значения полной энергии Q_β для каждой массы радиоактивной цепочки $A_{j,j+1}$. Для каждой соответствующей точки энергии (энергетический диапазон) задаются стартовые

параметры: $\chi_{min|m=0}^2 = 1.e + 10$, $\mu_{m=0} = Q_\beta$, $\sigma = 0.2 \cdot \mu_{m=0}$ в выражении (2.1) с шагом 0.1. При этом варьируется индивидуальная форма спектра только у отдельных ядер с идентификатором *estimated* и *unknown*. Процедура минимизации выполняется до тех пор, пока не будет выполняться условие $|\chi_m^2 - \chi_{m-1}^2| < \varepsilon$, где $\varepsilon = 1 \times 10^{-5}$. На каждом диапазоне энергий вычисляется χ_m^2 и сравнивается с последующим χ_{m+1}^2 , если разница между ними изменилась в сторону уменьшения, тогда $\chi_{min}^2 = \chi_{m+1}^2$ при этом значении χ_{min}^2 сохраняется вся информация по спектру и параметров и в последующем энергетическом диапазоне стартует с сохраненных данных.

Таким образом процедуру минимизации от хода итераций можно записать в следующем виде $\chi_m^2(f_\nu(\mu_m, Q_\beta))$:

$$\chi_{|m=0}^2(f_\nu(\mu_m, Q_\beta)) \rightarrow \dots \rightarrow \chi_{|m=\xi}^2(f_\nu(\mu_m, Q_\beta)) \rightarrow \chi_{min}^2 \quad (2.4)$$

2.4 Влияние функции Ферми на расчет спектра антинейтрино

В процессе вычисления спектра антинейтрино по формуле (1.3) необходимо обратить внимание на некоторую особенность поведения спектра антинейтрино при учете функции Ферми и без, то есть $F(Z, E_e) = 1$. Прделанные расчеты показали, что необходимо дальнейшее исследование в этом вопросе. Так как нейтрино — нейтральная, ультрарелятивистская частица, и она не должна взаимодействовать с электрическими полями ядра и электронных оболочек в отличие от электрона. Согласно современным представлениям, бета-распад происходит через испускание W^- -бозона d -кварком, который в свою очередь распадается на электрон и антинейтрино. Если бы зараженный W^- -бозон успевал вылететь из атома до распада — то тогда необходимо было бы учитывать функцию Ферми и для антинейтрино, но если нет - то не надо учитывать. Время жизни W^- -бозона около 10^{-25} секунд, за это время W^- -бозон успевает пройти путь менее одного радиуса нуклона. Без учета функции Ферми для расчета спектра антинейтрино индивидуальные спектры антинейтрино и электрона оказываются не точно зеркальными. Вопрос о необходимости проверки симметрии бета- и антинейтринного спектров поднимался в работе [78].

Процедура минимизации (2.2) была проделана для двух случаев: с учетом функции Ферми и $F(Z, E_e) = 1$. Как было описано выше, сформированная база ядерных данных состоит из известных, оцененных и неизвестных данных по бета-переходам. Оцененные данные могут быть верны с некоторой долей вероятности. Силовая функция (2.1) применялась как для осколков деления с неизвестными схемами распада, так и для оцененных, считая их схемы распада тоже неизвестными.

В ходе проведения процедуры минимизации χ_m^2 были получены значения для обоих случаев: *on* и *off* соответственно, представленные в табл. 1. Наилучшее согласие для расчетных спектров с экспериментальными наблюдается тогда, когда функция Ферми не учитывается $F(Z, E_e) = 1$ и силовая функция (2.1) применяется как к оцененным так и к неизвестным осколкам деления — косвенно говорит в пользу несимметрии бета- и антинейтрино спектров. Попытка описать экспериментальные спектры, варьируя схемы распада только у неизвестных осколков деления с учетом функции Ферми, привела к значительному увеличению χ_m^2 .

Таблица 1 — Результат процедуры минимизации χ_m^2 с учетом функции Ферми и без учета функции

$f(Q_\beta)$	$F(Z, E_e)$	χ_m^2
<i>unknown</i>	<i>on</i>	2598
	<i>off</i>	892
<i>unknown and estimated</i>	<i>on</i>	290
	<i>off</i>	95

2.5 Результаты расчета спектра антинейтрино основных четырех делящихся изотопов урана и плутония

Для расчета был создан пакет программ «AnuReactorSpectrum» для ЭВМ (электронная вычислительная машина), составленный на языке программирования C++, структурное описание представлено в [46] по методике, изложенной

в разделе 2.2 и 2.3. В результате процедуры минимизации была получена уточненная база данных параметров бета-активных атомных ядер. В сформированной базе ядерных данных вероятности бета-переходов для оцененных и неизвестных осколков деления описаны силовой функцией (2.1). На рис. 2.11 представлены расчетные спектры антинейтрино для основных четырех делящихся изотопов урана и плутония, полученные данной методикой в сравнении с экспериментальными спектрами [54]. Наилучшее согласие между экспериментальными и расчетными спектрами достигалось при помощи метода минимизации (2.2). При такой подстройке искалось минимальное значение χ_{min}^2 из (2.4).

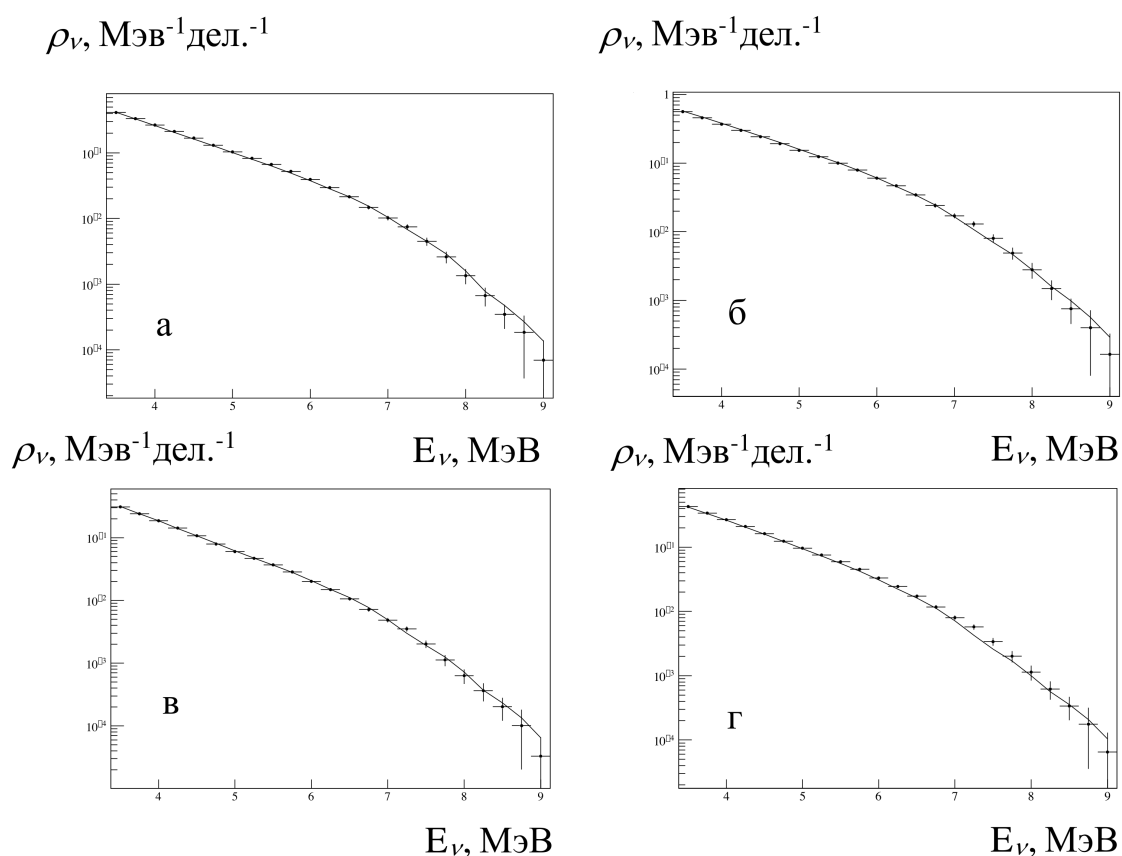


Рисунок 2.11 — Результат описания экспериментальных спектров антинейтрино из работы [54] расчетными: а — ^{238}U , б — ^{235}U , в — ^{241}Pu , г — ^{239}Pu . Точки с ошибкой — экспериментальный спектр, кривая — описывающий расчетный спектр.

С использованием уточненной базы данных параметров бета-активных атомных ядер были рассчитаны спектры антинейтрино основных делящихся изотопов ядерного топлива при облучении в реакторе на протяжении двух лет. Результаты расчета приведены в табл. 2.

Число антинейтрино на акт деления делящихся изотопов и сечение реакции ОБР (1) для каждого спектра основных делящихся изотопов урана и плутония, свертка спектра антинейтрино с сечением реакции ОБР, приведены в табл. 3 и табл. 4. Для расчета сечений реакции ОБР использовалась сечение моноэнергетического антинейтрино, взятое из работы [79]. В табл. 4 приведены также сечения по расчетным спектрам ряда других авторов.

На рис. 2.12 представлены расчетные энергетические спектры антинейтрино с использованием уточненной базы данных параметров бета-активных атомных ядер для основных делящихся изотопов урана и плутония. Было проведено сравнение спектра, расчетного с составом активной зоны реактора эксперимента на Ровенской АЭС с экспериментальным спектром антинейтрино, который был получен в виде формулы (1.5) из работы [39], а их отношение представлено на рис. 2.13. Спектр в виде формулы является гладкой функцией и описывает поведение реакторного спектра в среднем, в то время как восстановленный спектр по бинам и расчетный имеют структуру, соответствующую реальному спектру.

$\rho_\nu, \text{МэВ}^{-1}\text{дел.}^{-1}$

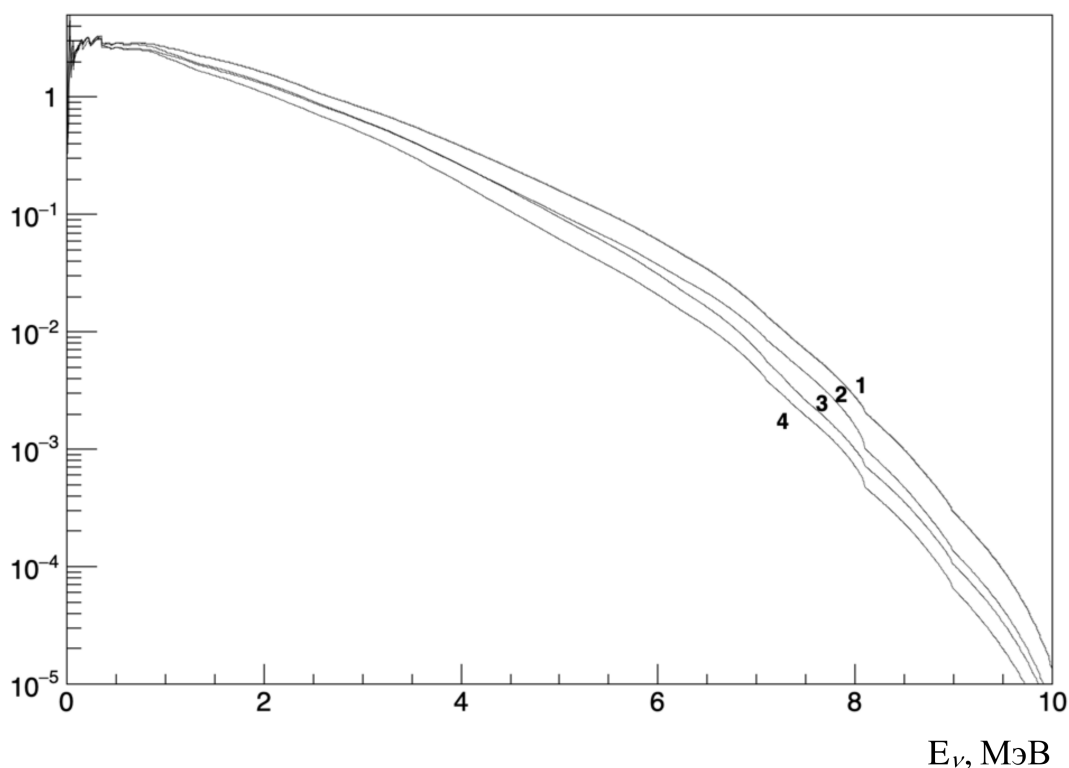


Рисунок 2.12 — Рассчитанные с уточненной базой осколков деления энергетические спектры антинейтрино: 1 — ^{238}U , 2 — ^{235}U , 3 — ^{241}Pu , 4 — ^{239}Pu .

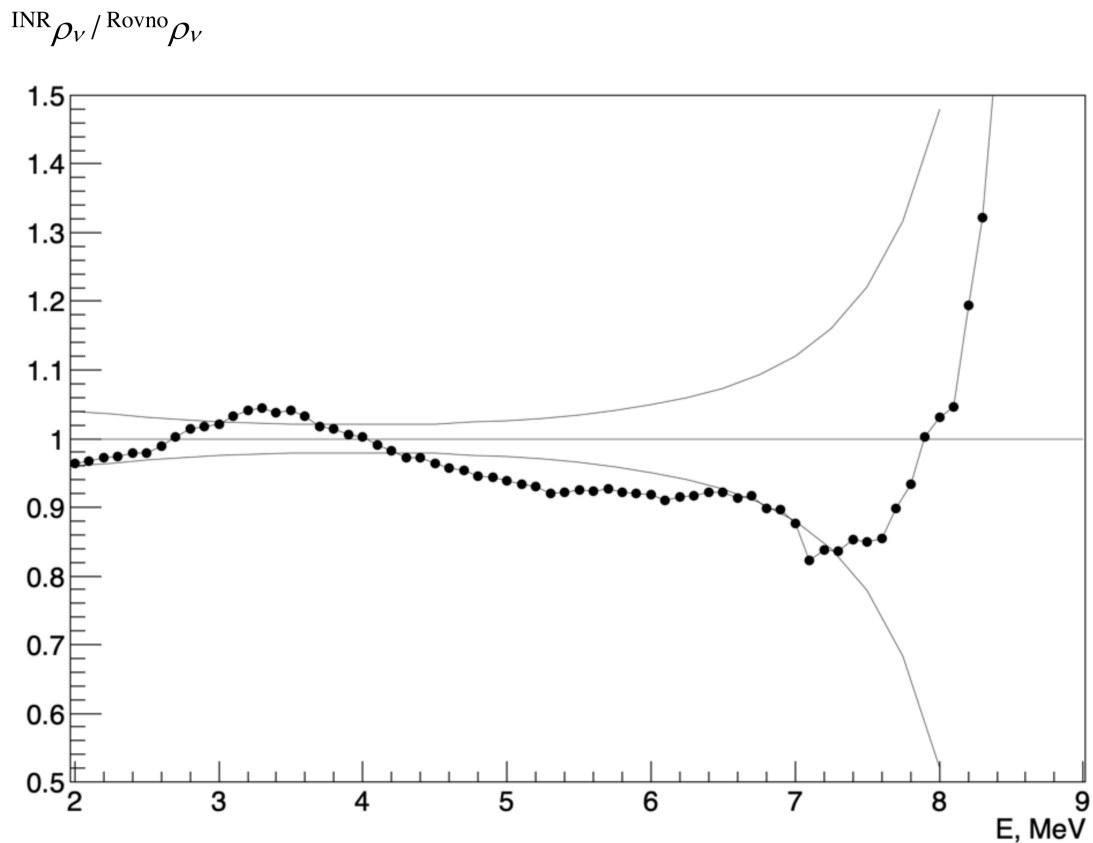


Рисунок 2.13 — Отношение спектра антинейтрино, сформированного из смеси расчетных спектров, к спектру из работы [39] при одинаковом составе топлива - кривая с черными точками. Спектр из работы [39] вычислен по формуле (1.5). Погрешность для экспериментального спектра показана сплошными линиями.

На рис. 2.14 представлено отношение спектров антинейтрино урана и плутония к хорошо известным в настоящее время спектрам Хьюбера-Мюллера из работ [22; 23].

На рис. 2.15 представлено отношение спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu , а также отношение бета-спектров для тех же изотопов из работ [68; 69; 81]. В основной части энергий отношение расчетных спектров совпадает с отношением из работы [81]. Наблюдаемое отличие в области энергий больше 8 МэВ может объясняться краевым эффектом, который имеет место в эксперименте для электронов больших энергий. В эксперименте ILL, например, все три спектра выше 8.5 МэВ выглядят как один.

Отношение сечений расчетных спектров $\sigma_f(^{235}\text{U})/\sigma_f(^{239}\text{Pu}) = 1.45$ такое же, как и полученное в работе [81].

Получены сечения реакции ОБР (1) для спектров антинейтрино урана и плутония из ряда работ и представлены в табл. 4, где в последней колонке приве-

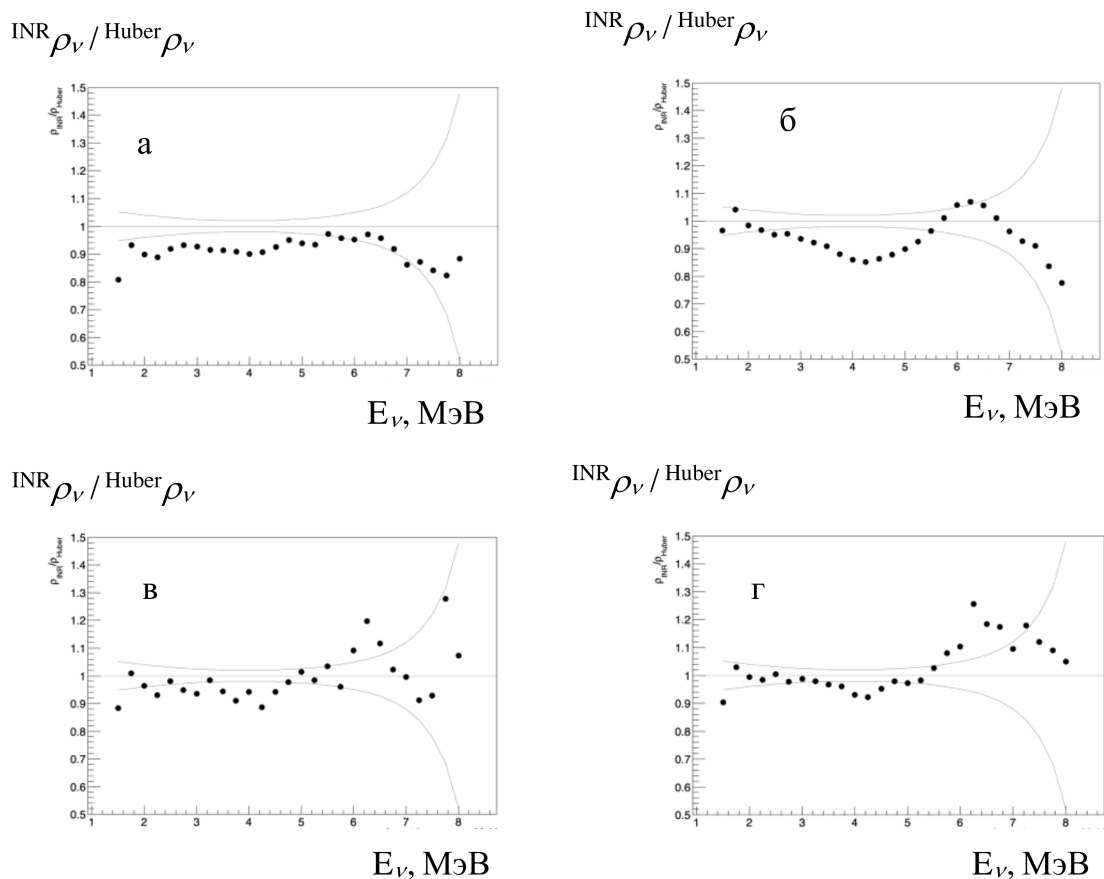


Рисунок 2.14 — Отношение спектров антинейтрино, полученных в данной работе, к спектрам из работ [22; 23] - черные точки: а – ^{235}U , б – ^{238}U , в – ^{239}Pu , г – ^{241}Pu . Показана оцененная погрешность расчетных спектров - сплошные кривые сверху и снизу.

дено сечение реакции ОБР для спектра, соответствующего составу активной зоны реактора при измерении в эксперименте Double Chooz [41]. В работе [41] экспериментально было получено значение сечения реакции ОБР для состава ядерного топлива по числу делений с точностью 1 %: ^{235}U - 0.52, ^{238}U - 0.087, ^{239}Pu - 0.333 и для ^{241}Pu - 0.06, $\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43}$ см²/деление. В эксперименте Ровно, в работе [39], измеренное сечение $\sigma_f = (6.0 \pm 0.3) \times 10^{-43}$ см²/деление для состава активной зоны: ^{235}U - 0.586, ^{238}U - 0.075, ^{239}Pu - 0.292 и ^{241}Pu - 0.047. Измеренные сечения хорошо согласуются в пределах экспериментальной ошибки и с поправкой на состав активной зоны реактора. До 2020 года самым точным измерением сечения реакции ОБР (1) было в эксперименте Vugey-4 [82]. Долгое время эксперимент Vugey-4 являлся эталоном в сравнении с другими экспериментами, имея погрешность измерения 1.4 %. Измеренное, в работе [82], сечение составило

$${}^{235}\rho_{\nu}/{}^{239}\rho_{\nu}$$

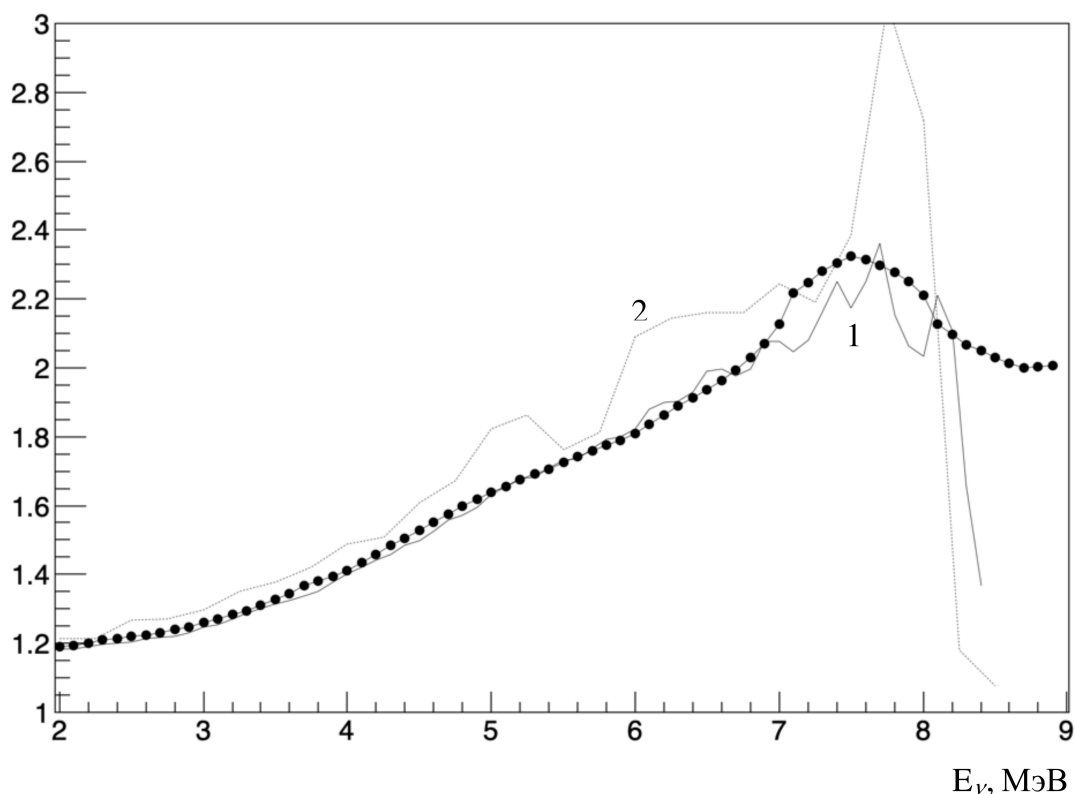


Рисунок 2.15 — Отношение спектров антинейтрино ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$, полученные в настоящей работе – черные точки. Сплошная линия 1 – отношение спектров бета-электронов урана и плутония из работы [81]. 2 – отношение соответствующих спектров антинейтрино ILL [68; 69].

$\sigma_f = (5.752 \pm 0.081) \times 10^{-43}$ см²/деление для состава активной зоны: ${}^{235}\text{U}$ - 0.538, ${}^{238}\text{U}$ - 0.078, ${}^{239}\text{Pu}$ - 0.328 и для ${}^{241}\text{Pu}$ - 0.056.

В табл. 4 видно, что сечение для эксперимента Double Chooz лучше всего описывается расчетными спектрами и спектрами, преобразованными из измерения бета-спектров в эксперименте ILL [68; 69]. Остальные сечения отличаются от экспериментального на более чем одно стандартное отклонение Double Chooz.

В табл. 5 представлены экспериментальные сечения ОБР, измеренные с наилучшей точностью. К величинам сечения с точностью 1 % и 1.4 % добавилось значение эксперимента Daya Bay [42], имеющее точность 2 %.

Относительно недавно был выполнен эксперимент по измерению отношения спектров ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ на реакторе [81]. На базе этих измерений были переоценены спектры для изотопов ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$. Результат вычислений сечений по этим спектрам представлен в табл. 4. Со звездочкой представлен результат вычис-

лений, выполненный авторами в работе [81], отношение спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu совпадает с отношением бета-спектров этих же изотопов.

Ранее был выполнен эксперимент по измерению бета-спектра ^{238}U [83], в котором впервые был получен конвертированный по аналогичной методике [68; 69] спектр антинейтрино ^{238}U . Эксперимент проводился в потоке быстрых нейтронов. Полученный спектр согласуется со спектром работы [22]. Сечение оказалось близко к данным спектра Фогеля [63].

2.6 Выводы

В данной главе представлен разработанный автором диссертации расчет спектров антинейтрино комбинированным методом для основных делящихся изотопов урана и плутония, основанный на уточненной базе данных параметров бета-активных атомных ядер. В полученной базе данных для осколков с оцененными и неизвестными схемами распадов применялась силовая функция для описания вероятностей бета-переходов ядра. Силовая функция подбиралась для наилучшего описания спектра антинейтрино, полученного в эксперименте Ровно. Для расчета был создан пакет программ «AnuReactorSpectrum» для ЭВМ, составленный на языке программирования C++, структурное описание представлено в [46] по методике, изложенной в разделе 2.2 и 2.3.

Исследовалась необходимость использования функции Ферми при расчете индивидуальных спектров антинейтрино осколков деления. Экспериментальные спектры антинейтрино лучше описываются без использования функции Ферми. При неиспользовании функции Ферми для расчета спектра антинейтрино индивидуальные спектры антинейтрино и электрона оказываются не точно зеркальными. Вопрос о необходимости проверки симметрии бета- и антинейтрино спектров поднимался в работе [78].

Проведено сравнение полученных в настоящей работе спектров антинейтрино со спектрами из работ [22; 23] и экспериментальными спектрами из работы [54]. Для спектров из работ [22; 23] наблюдается отличие в области 6 МэВ энергии нейтрино, которое характерно для экспериментальных спектров в области 5 МэВ наблюдаемой энергии. Со спектрами антинейтрино из работы [54] наблюдается хорошее согласие, за исключением мягкой области, где могло ска-

заться недостаточное исключение функции отклика детектора и влияние спектров отработанного топлива.

Проведено сравнение отношения спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu хорошо согласуется с выполненным в НИЦ «Курчатовский институт» измерением отношения бета-спектров для тех же изотопов. Полученные в ходе расчета сечения для спектров ^{235}U и ^{239}Pu дают такое же отношение, как и представленное в работе [81].

В настоящей работе получена уточненная база данных параметров бета-активных атомных ядер (Приложение А.1), которая включает в себя оцененные и неизвестные осколки деления. В процессе варьирования схем бета-распада ядер – продуктов деления, отвечающим наиболее точному описанию экспериментальных спектров антинейтрино из работы [54] были изменены схемы бета-распада для 241 оцененных ядер и получены модельные схемы распада для неизвестных ядер. В ряде случаев, полученные в настоящей работе модельные схемы распада, оказались такими же [47], как и в базе ядерных данных МАГАТЭ [71]. Схожей структурой модельных схем распада для оцененных ядер составило 54. Получены каталоги спектров продуктов деления [48].

В таб. 15 – черным цветом выделены ядра, исходные данные не измененные программным кодом; зеленым – ядра, у которых схема известна и значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе, совпадает с исходными данными. Количество таких ядер составило – 18; красным – схема ядра известна, но форма спектра изменилась.

В таб. 16 – черным цветом выделены ядра, у которых было достаточно одного энергетического уровня для описания; синим – модельная схема ядра; зеленым – схема ядра известна, но стоит статус как неизвестна и форма спектра не изменилась; красным – схема ядра известна, но стоит статус как неизвестна, форма спектра изменилась.

Полученная уточненная база данных параметров бета-активных атомных ядер может быть применена для получения расчетных энергетических спектров антинейтрино основных делящихся изотопов урана и плутония для сравнения с экспериментальными спектрами в любых других экспериментах на реакторе.

Таблица 2 — Спектры антинейтрино ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu за два года облучения топлива в единицах МэВ^{-1} деление $^{-1}$

$E_\nu, \text{МэВ}$	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
1.50	1.73	2.11	1.53	1.79
1.75	1.50	1.87	1.30	1.56
2.00	1.29	1.61	1.08	1.32
2.25	1.08	1.37	8.96(-1)	1.12
2.50	8.97(-1)	1.13	7.36(-1)	9.22(-1)
2.75	7.51(-1)	9.55(-1)	6.08(-1)	7.64(-1)
3.00	6.23(-1)	8.09(-1)	4.94(-1)	6.32(-1)
3.25	5.15(-1)	6.86(-1)	4.00(-1)	5.22(-1)
3.50	4.16(-1)	5.70(-1)	3.14(-1)	4.21(-1)
3.75	3.31(-1)	4.67(-1)	2.41(-1)	3.34(-1)
4.00	2.62(-1)	3.81(-1)	1.85(-1)	2.64(-1)
4.25	2.06(-1)	3.08(-1)	1.40(-1)	2.05(-1)
4.50	1.63(-1)	2.49(-1)	1.07(-1)	1.60(-1)
4.75	1.29(-1)	2.00(-1)	8.11(-2)	1.23(-1)
5.00	1.01(-1)	1.59(-1)	6.16(-2)	9.44(-2)
5.25	7.97(-2)	1.27(-1)	4.73(-2)	7.27(-2)
5.50	6.30(-2)	1.01(-1)	3.65(-2)	5.59(-2)
5.75	4.93(-2)	7.93(-2)	2.79(-2)	4.23(-2)
6.00	3.75(-2)	6.06(-2)	2.07(-2)	3.10(-2)
6.25	2.82(-2)	4.55(-2)	1.50(-2)	2.23(-2)
6.50	2.14(-2)	3.42(-2)	1.10(-2)	1.62(-2)
6.75	1.55(-2)	2.45(-2)	7.69(-3)	1.12(-2)
7.00	1.05(-2)	1.65(-2)	4.91(-3)	7.12(-3)
7.25	6.77(-3)	1.07(-2)	2.99(-3)	4.26(-3)
7.50	4.47(-3)	7.00(-3)	1.92(-3)	2.59(-3)
7.75	2.87(-3)	4.64(-3)	1.26(-3)	1.69(-3)
8.00	1.59(-3)	2.79(-3)	7.18(-4)	1.00(-3)
8.25	7.74(-4)	1.59(-3)	3.71(-4)	5.64(-4)
8.50	4.75(-4)	9.87(-4)	2.34(-4)	3.56(-4)
8.75	2.68(-4)	5.66(-4)	1.34(-4)	2.07(-4)
9.00	1.35(-4)	2.91(-4)	6.47(-5)	1.04(-4)

В скобках указан десятичный порядок.

Таблица 3 — Число антинейтрино на акт деления, [деление⁻¹]

²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu
5.962	7.106	5.419	6.221

Таблица 4 — Сечение реакции ОБР (1) до 9 МэВ, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [см²/деление]

	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	Double Chooz
ИЯИ РАН [44]	6.241	9.089	4.269	5.948	5.815
ILL [68; 69]	6.395	8.903	4.185	5.768	5.840
Vogel [63]	6.498	9.135	4.508	6.520	6.066
МИФИ [65]	6.404	9.267	4.383	6.489	5.985
Huber-Mueller [22; 23]	6.658	10.08	4.364	6.031	6.154
Копейкин [80]	6.308	9.395	4.33*	6.01*	5.900

* Посчитано авторами.

Таблица 5 — Сечения реакции ОБР (1) с полученными расчетными спектрами антинейтрино для ряда экспериментов с большой статистикой, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [см²/деление]

Эксперимент	Состав активной зоны				${}^i\sigma_f$	${}^{INR}\sigma_f$	R
	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu			
Double Chooz [41]	0.520	0.087	0.333	0.060	5.71 ± 0.06	5.815	0.982
Bugey-4 [82]	0.538	0.078	0.328	0.056	5.752 ± 0.081	5.800	0.992
Daya Bay [42]	0.561	0.076	0.307	0.056	5.91 ± 0.12	5.836	1.013

Глава 3. Применение комбинированного метода к эксперименту Double Chooz

3.1 Эксперимент Double Chooz

Эксперимент Double Chooz [40; 41] был проведен на атомной станции Chooz B, которая расположена во Франции, провинция Шампань-Арденн, на границе с Бельгией. На атомной станции работают два ядерных реактора по 4200 МВт тепловой энергии каждый. Основной целью эксперимента Double Chooz было измерение угла смешиваний θ_{13} при осцилляциях $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$.

В эксперименте Double Chooz используются два детектора: ближний, в котором еще нет осцилляций, и дальний, в котором осцилляции максимально проявляются. Ближний детектор обладает большой статистикой и низким фоном, что позволяет получить спектр антинейтрино в соответствии с методикой, разработанной по результатам Ровенского эксперимента в работе [44]. Среднее расстояние от детектора до реакторов составляет 1050 м, представлено на рис. 3.1.

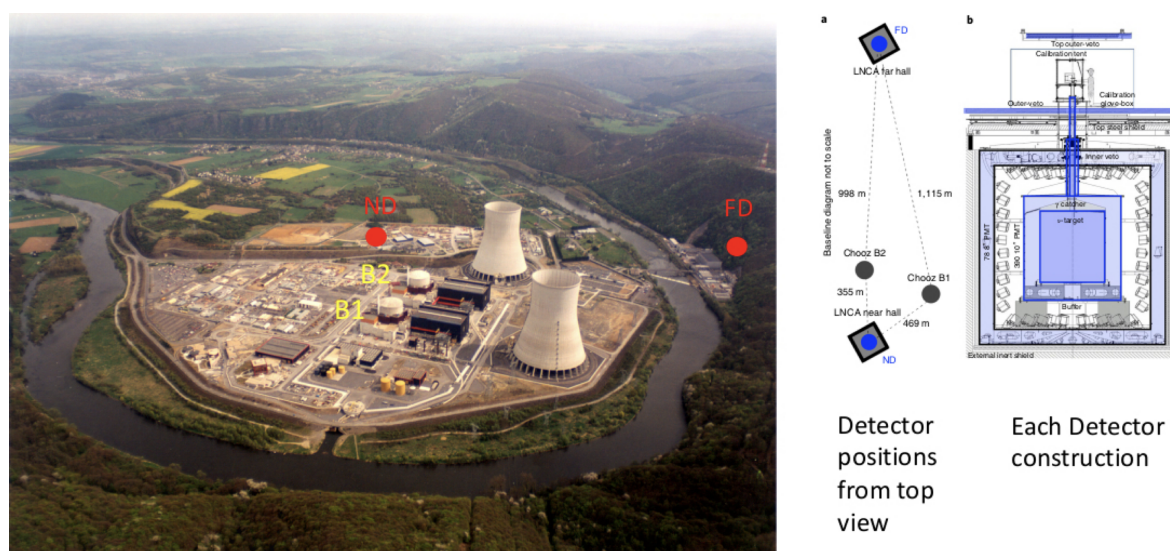


Рисунок 3.1 — Схема расположения детекторов в эксперименте Double Chooz [84].

Детектор представляет собой 4-х зонную сборку из концентрически вложенных один в один цилиндров. Конструкция детектора представлена на рис. 3.2.

Первая зона (мишень) – цилиндр выполнен из специальной низкофоновой пластмассы (акрилик) толщиной 8 мм, диаметром 2.3 м и высотой 2.46 м. Мишень заполнена жидким сцинтиллятором с добавлением гадолиния. Сцинтиллятор на 80 % состоит из додекана ($C_{12}H_{26}$) и на 20 % из PXE (Phenyl-Xylyl-Ethane $C_{16}H_{18}$)

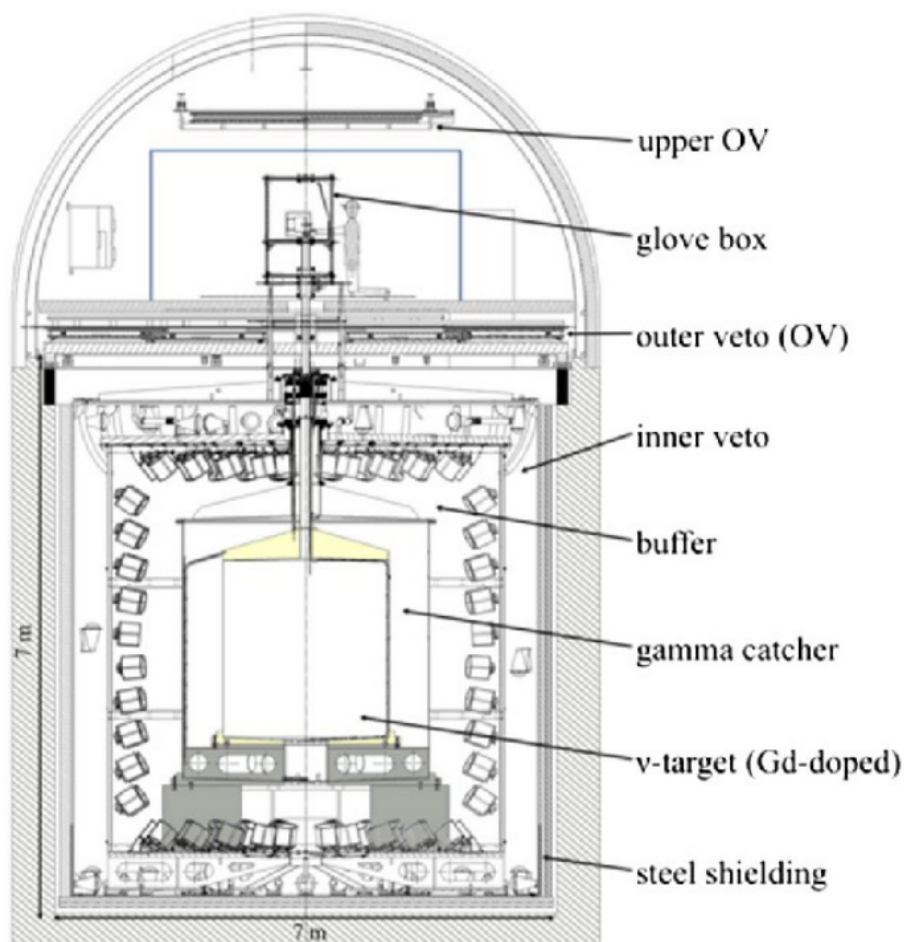


Рисунок 3.2 — Конструкция детектора Double Chooz.

с добавкой PPO+bis-MSB и 1 г/л по металлу Gd в виде специального соединения, обеспечивающего стабильность во времени. Плотность сцинтиллятора 0.8 г/см^3 , объем мишени составляет 10.2 м^3 . Прозрачность сцинтиллятора на длине волны 430 нм 8.6 м, световой выход 54.6 % от чистого PHE.

Вторая зона (поглотитель гамма квантов) – цилиндр, так же выполнен из акрилика, диаметром 3.4 м и высотой 3.57 м, толщина стенок 12 мм. Объем поглотителя составляет 22.6 м^3 . Цилиндр заполнен сцинтиллятором без гадолиния. Плотность сцинтиллятора составляет 0.798 г/см^3 . Состав сцинтиллятора подбирался таким образом, чтобы совпасть по плотности и световой эффективности со сцинтиллятором в мишени. Прозрачность на длине волны 430 нм 10 м.

Третья зона (буфер) – цилиндр диаметром 5.5 м и высотой 5.67 м. Объем буфера составляет 114.2 м³. Эта зона, заполнена чистым минеральным маслом, что обеспечивает защиту мишени детектора от естественной радиоактивности материалов внешних зон. Цилиндр выполнен из нержавеющей стали толщиной 3 мм. На его стенках расположены ФЭУ, просматривающие поглотитель гамма квантов и мишень.

Четвертая зона (активная защита от космического излучения, вето) – непрозрачный цилиндр из стали, окрашенный белой краской, диаметром 6.6 м и высотой 6.64 м. Объем буфера составляет 90 м³. Эта зона заполнена сцинтиллятором и обеспечивает надежную защиту детектора от космических мюонов. Толщина цилиндра 15 см, для защиты детектора от естественной радиоактивности пород, окружающих детектор. Внутренний объем зоны просматривается ФЭУ, регистрирующими мюоны.

На рис. 3.3 представлен спектр нейтринных событий из эксперимента Double Chooz за 258 дней измерения. Средний состав топлива активной зоны реактора по количеству делений ²³⁵U - 0.52, ²³⁸U - 0.087, ²³⁹Pu - 0.333, ²⁴¹Pu - 0.06. На рисунке также показаны рассчитанные фоны детектора Double Chooz, соответствующие измеренным скоростям счета.

Фон случайных совпадений и космогенный фон ⁹Li и ⁹He были измерены в отдельных экспериментах [85]. Для измерения скорости счета случайных совпадений использовался метод открытия случайного временного окна ожидания нейтрона. для измерения β-спектра от ⁹Li и ⁸He использовалась привязка к прошедшему через детектор мюону. Фон быстрых нейтронов и остановившихся мюонов измерялся в области энергий за пределами спектра антинейтрино. Как видно из рис. 3.3 суммарный фон не превышает нескольких процентов.

3.2 Экспериментальный спектр позитронов

Для получения спектра позитронов, очищенного от фонов, требуется с наибольшей точностью провести вычитание фонов. Из рис. 3.3 видно, что фоновый спектр ⁹Li и ⁸He при вычитании будет вносить наибольшую неопределенность по сравнению с фонами от быстрых нейтронов и случайных совпадений. Этот фон был рассчитан методом Монте–Карло для статистики, соответствующей 258

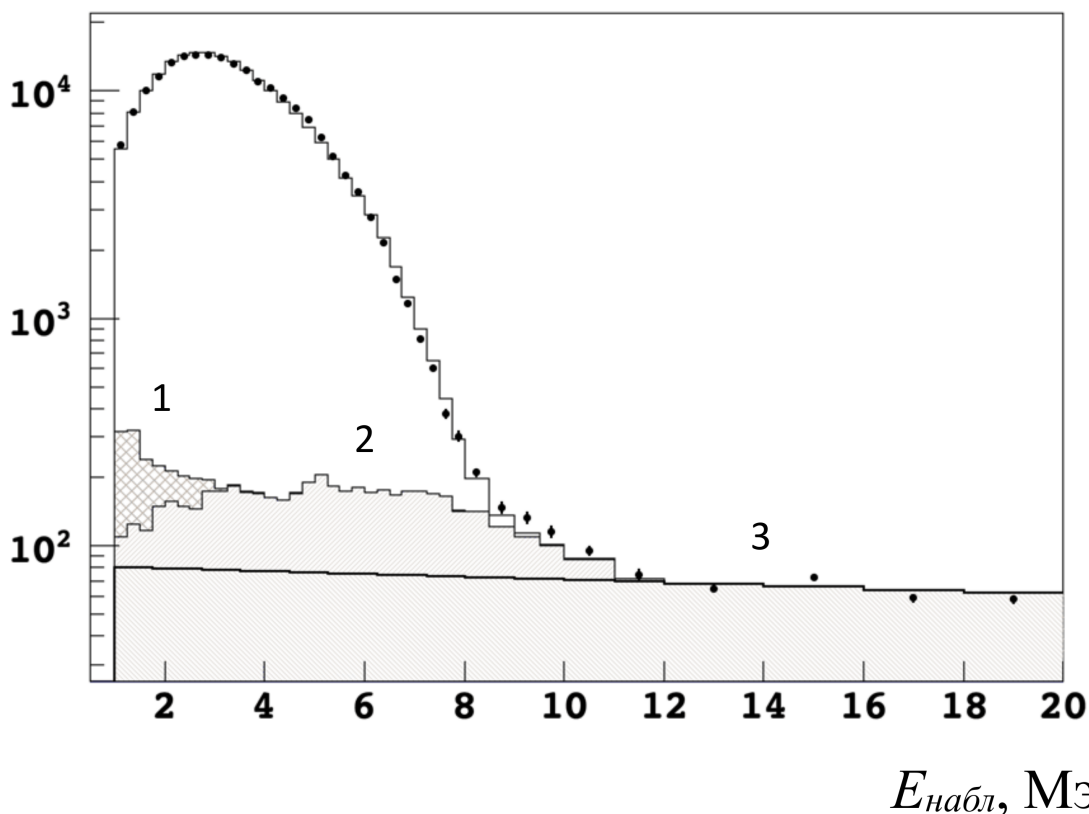
$N, (0.25 \text{ МэВ})^{-1}$


Рисунок 3.3 — Спектр позитрон подобных событий, измеренный в эксперименте Double Chooz (точки с ошибкой). Также показаны фоны: 1 - случайные совпадения, 2 - бета-спектр ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{He}$, возникающий в результате прохождения мюона через сцинтиллятор, 3 - быстрые нейтроны и остановленные мюоны. Сплошная линия - моделирование Монте–Карло суммы нейтринного эффекта от двух реакторов и фонов.

дням изменений. Этот фон был заменен рассчитанным для большой статистики и нормированным на ту же статистику, убрав тем самым большие флуктуации в бинах этого спектра.

На рис. 3.4 приведен спектр позитронов, полученный нами в работе [45] после вычитания всех трех фонов. Здесь же показан спектр позитронов, рассчитанный методом Монте–Карло с использованием спектра антинейтрино из эксперимента на Ровенской АЭС [44]. Приведенная погрешность соответствует экспериментальной погрешности спектра из рис. 3.3.

Как видно из рис. 3.4 расчет Монте–Карло с использованием антинейтринных спектров из эксперимента на Ровенской АЭС [44] приводит к хорошему

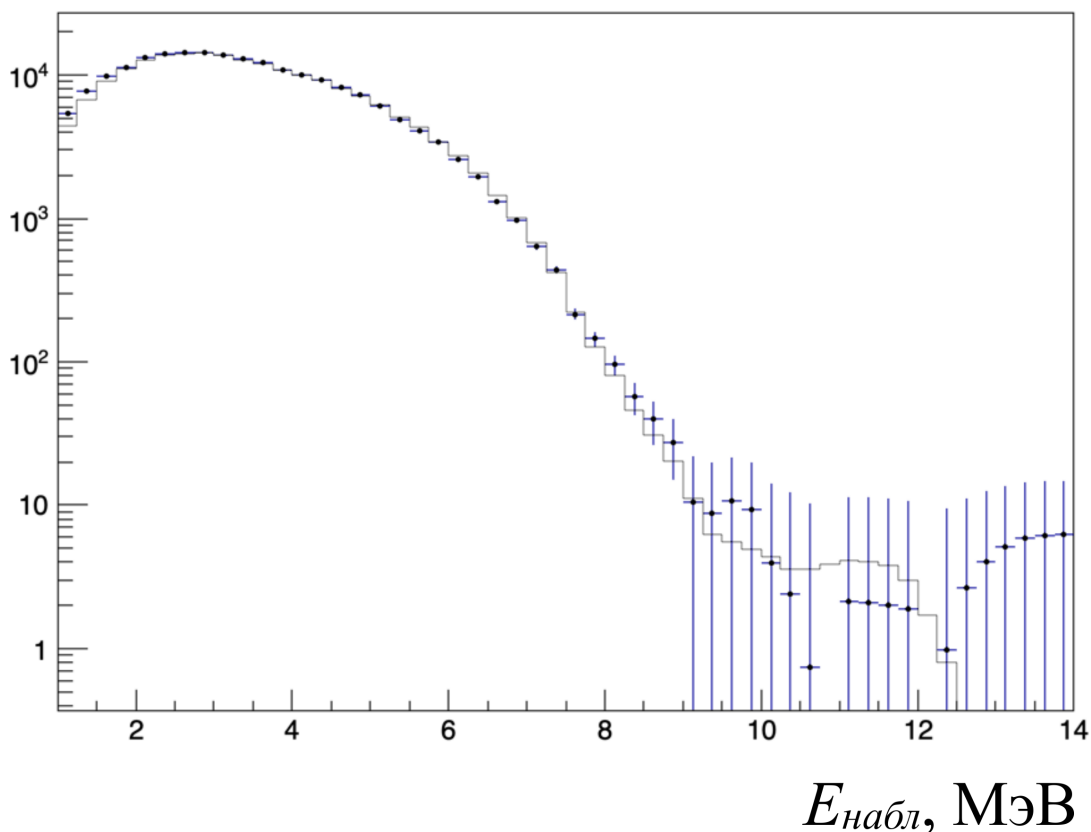
$$N, (0.25 \text{ МэВ})^{-1}$$


Рисунок 3.4 — Спектр позитронов из эксперимента Double Chooz - черные точки с ошибками, Спектр позитронов, рассчитанный методом Монте–Карло для детектора Double Chooz с использованием спектра антинейтрино из работы [44] - сплошная линия. Значения даны на бин в 0.25 МэВ.

согласию с экспериментальным спектром позитронов Double Chooz, очищенным от фонов.

Наблюдается небольшое расхождение в области низких энергий меньше 2 МэВ, соответствующей энергии антинейтрино 3 МэВ. Это расхождение может быть объяснено неучтенным фоном низкоэнергетичных антинейтрино от долгоживущих осколков деления, находящихся в отработанном топливе, помещенном в бассейн-отстойник рядом с ядерным реактором. В эксперименте Double Chooz бассейн-отстойник расположен ближе к детектору, чем ядерный реактор на расстояние около 30 м, что должно приводить к подъему экспериментального спектра в низкоэнергетичной области по сравнению с расчетным спектром, учитывающим только антинейтрино от деления. Фон отработанного топлива определяется с хорошей точностью только тремя изотопами: ^{90}Y , дочер-

ний долгоживущего ^{90}Sr ($T_{1/2} = 28.9$ лет), ^{106}Rh , дочерний долгоживущего ^{106}Ru ($T_{1/2} = 371.8$ дня) и ^{144}Pr , дочерний долгоживущего ^{144}Ce ($T_{1/2} = 284.9$ дня).

3.3 Метод перевода спектра позитронов в спектр антинейтрино

Мы разработали относительно простой способ перевода измеренного спектра позитронов в спектр антинейтрино. Он основывается на моделировании методом Монте–Карло регистрируемого в данном детекторе спектра позитронов. Если смоделированный спектр позитронов совпадает с измеренным экспериментально, то заложенный в моделирование теоретический или расчетный спектр антинейтрино адекватно описывает реальный спектр ядерного реактора.

В нашем случае полученные спектры антинейтрино делящихся изотопов после их смешивания в пропорции измеренного спектра Double Chooz и моделирования дали спектр позитронов очень похожий на экспериментальный Double Chooz. Хотя точного соответствия может и не быть. Главное, мы получаем два позитронных спектра: перед и после моделирования. Их отношение дает нам функцию пересчета экспериментального спектра в идеальный, который есть спектр антинейтрино ядерного реактора, взвешенный с сечением реакции ОБР (1).

После применения полученной методом Монте–Карло функции к экспериментальному спектру, отнормированному на единицу, получится идеальный экспериментальный спектр. Полученный идеальный спектр надо отнормировать на экспериментальное сечение [79] реакции ОБР для данного спектра, полученное в этом же измерении. После деления его на сечение моноэнергетичного нейтрино реакции ОБР для энергии бина образуется спектр антинейтрино в естественных единицах — число антинейтрино на МэВ на деление.

На рис. 3.5 приведены идеальный и смоделированный спектры позитронов реакции ОБР. Здесь же показана функция пересчета.

На рис. 3.6 показан экспериментальный спектр антинейтрино ядерного реактора, полученный данной методикой из измерения Double Chooz при среднем составе ядерного топлива по числу делений тяжелых изотопов урана и плутония:

$$\alpha_{235} = 0.52, \quad \alpha_{238} = 0.087, \quad \alpha_{239} = 0.333, \quad \alpha_{241} = 0.06. \quad (3.1)$$

Полученный экспериментально спектр антинейтрино ядерного реактора может быть разложен на компоненты, отвечающие составу активной зоны во время измерения. Самый простой способ умножить полученный экспериментальный спектр $^{exp}S(E)$ на отношение расчетных спектров $^{calc}S_i(E)$ данной компоненты к сумме с весами всех компонент для урана и плутония (3.1), где $i = 5, 8, 9, 1$:

$$S_i(E) = ^{exp}S(E) \cdot \frac{^{calc}S_i(E)}{\sum \alpha_i ^{calc}S_i(E)}. \quad (3.2)$$

Для проведения процедуры разложения на компоненты использовались расчетные спектры, полученные путем описания экспериментальных спектров ровенского эксперимента из работы [54]. Процедура описана в разделе 2.3. Для проверки устойчивости данной процедуры приводится функция восстановления спектра для ^{235}U с использованием расчетных данных от разных авторов на рис. 3.7. Из рисунка видно, что разброс функций полученных по разным спектрам, не превышает 1.5–2 % от среднего значения. Таким образом, построив такие функции для каждой компоненты, мы можем с хорошей точностью восстановить спектр каждой компоненты и получить экспериментальные спектры антинейтрино изотопов ядерного топлива, которые можно будет сравнить со спектрами, полученными нашим методом расчета с привязкой к экспериментальному спектру антинейтрино с изменением базы данных.

На рис. 3.8 приведены полученные таким образом спектры антинейтрино отдельных изотопов ядерного топлива и полученный из измерения Double Chooz со средним составом топлива (3.1), который оказывается близким по форме к спектрам ^{235}U и ^{241}Pu .

3.4 Результаты анализа комбинированного метода и дискуссия

На рис. 3.9 приведены экспериментальные спектры антинейтрино, выделенные процедурой (3.2) из измеренного спектра в эксперименте Double Chooz. Мы применили к этим спектрам наш метод аппроксимации расчетными спектрами. Для этого составили χ^2 согласно (2.2) такого типа.

После проведения минимизации мы получили расчетные спектры, описывающие найденные по процедуре (3.2).

Для полученных расчетных спектров урана и плутония были рассчитаны полные сечения, которые сравнили с расчетными сечениями спектров для других авторов и экспериментальными сечениями измеренными с наилучшей точностью. Полученные расчетные сечения такие же, как и у экспериментальных спектров, полученных разделением измеренного спектра при известном составе ядерного топлива. В табл. 6 приведены расчетные сечения и сечения ряда авторов. Напомним, что наиболее точное сечение было получено в эксперименте Double ChoozI [41], которое составило $\sigma_f = (5.71 \pm 0.06) \times 10^{-43}$ см²/деление при среднем составе ядерного топлива (3.1) по числу делений изотопов в ядерном топливе.

Таблица 6 — Сечение реакции ОБР (1) $\sigma_f \times 10^{-43}$ [см²/деление], рассчитанные со спектрами антинейтрино ряда авторов. Сечение σ_{DC} усредненное по всем изотопам с весами (3.1).

	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	σ_{DC}
ИЯИ РАН [45]	6.06	9.24	4.18	5.92	5.70
Vogel [63]	6.50	9.11	4.53	6.52	6.07
МИФИ [65]	6.40	9.21	4.39	6.48	5.98
Mueller [22]	6.68	10.12	4.39	6.08	6.18
ILL [68; 69]	6.43	8.93	4.20	5.80	5.87
НИЦ КИ [51; 81]	6.31	9.40	4.33	5.80	5.89

НИЦ КИ – Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт».

Полученное расчетное сечение для эксперимента Double Chooz рассчитано для более широкого диапазона энергий (1.8–16 МэВ), по сравнению с другими расчетными спектрами (1.8–8 МэВ и 1.8–9.5 МэВ из работы [22]).

На рис. 3.10 представлены расчетные спектры антинейтрино, удовлетворяющие спектрам из эксперимента Double Chooz.

Рассмотрим, как расчетные спектры отвечают современным наиболее точным измерениям сечения реакции ОБР (1) Double Chooz [41], Bugey-4 [82], Daya-Bay [42]. Точность измерения Double Chooz составляет 1 %, что улучшило значение Bugey-4 равное 1.4 %, а точность сечения Daya-Bay составила 2 %.

Из табл. 7, в которой приведены самые точные измерения сечения реакции ОБР в экспериментах на реакторе, следует, что полученные расчетные спектры в

Таблица 7 — Отношение наиболее точных экспериментальных сечений реакции ОБР (1) $\sigma_i \times 10^{-43}$ [см²/деление] к сечению, рассчитанному по полученным спектрам из данной работы σ_v

Работа, i	σ_i	σ_v	$R = \frac{\sigma_i}{\sigma_v}$
[41]	5.71 ± 0.06	5.70	1.00
[82]	5.75 ± 0.08	5.68	1.012
[42]	5.91 ± 0.12	5.72	1.034

настоящей работе дают сечения, которые находятся в пределах одного стандартного отклонения с экспериментальными значениями.

В табл. 8 представлены сечения, рассчитанные по спектрам ряда авторов с составом активной зоны Double Chooz (3.1), а также их отношения к сечению, рассчитанному по нашим спектрам с тем же составом активной зоны.

Таблица 8 — Сечения спектров антинейтрино σ_i , рассчитанные для состава активной зоны Double Chooz (3.1) и их отношение к сечению данной работы σ_v , рассчитанному для того же состава активной зоны.

Работа, i	σ_i	$R = \frac{\sigma_i}{\sigma_v}$
[63]	6.07	0.94
[65]	5.98	0.96
[22]	6.18	0.92
[68; 69]	5.87	0.97
[51; 81]	5.89	0.97

Значения сечений, полученные в работах [51; 65; 68; 69; 81] оказываются наиболее близкими к сечению Double Chooz. Отличие составляет 3–4 %. Однако, надо отметить, что эти сечения получены в более узком энергетическом диапазоне 1.8–8 МэВ. Если бы были данные по более жесткой части спектра, это область при энергии больше 2 МэВ, то тогда сечения могли бы оказаться в действительности на несколько десятых долей процента больше, и соответственно и разница могла бы быть существенной.

Кроме того, следует отметить, спектры антинейтрино из выше упомянутых работ авторов не описывают выпуклость в спектре антинейтрино в области 6 МэВ. Полученные в настоящей работе по разработанной процедуре наилучшим образом описывают эту выпуклость. Эта выпуклость не может быть описана

при расчете спектров антинейтрино с существующими базами ядерных данных по схемам распада продуктов деления, так как современные базы содержат до одной трети оцененных данных, то есть рассчитанных на базе существующих моделей ядра, которые в свою очередь не могут учитывать особенности распадов определенных ядер. Прямое преобразование спектра позитронов в спектр антинейтрино позволяет избежать модельных представлений. Процедура описания экспериментальных спектров антинейтрино расчетными с возможностью варьировать индивидуальные схемы распадов позволяет проверить модели атомного ядра на ряде оцененных и неизвестных осколков деления.

Окончательные расчетные спектры антинейтрино для урана и плутония полученные в настоящей работе приведены в табл. 9.

Таблица 9 — Спектры антинейтрино урана и плутония за два года облучения топлива в единицах $\text{МэВ}^{-1} \text{ деление}^{-1}$. В скобках указан десятичный порядок.

E_ν , МэВ	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
1.50	1.73	2.08	1.55	1.80
1.75	1.55	1.90	1.34	1.60
2.00	1.35	1.68	1.14	1.39
2.25	1.13	1.45	9.43(-1)	1.18
2.50	9.40(-1)	1.23	7.73(-1)	9.84(-1)
2.75	7.76(-1)	1.03	6.27(-1)	8.07(-1)
3.00	6.22(-1)	8.41(-1)	4.94(-1)	6.46(-1)
3.25	5.01(-1)	6.86(-1)	3.85(-1)	5.13(-1)
3.50	3.96(-1)	5.54(-1)	2.94(-1)	4.00(-1)
3.75	3.14(-1)	4.51(-1)	2.26(-1)	3.15(-1)
4.00	2.47(-1)	3.66(-1)	1.72(-1)	2.45(-1)
4.25	1.96(-1)	2.99(-1)	1.31(-1)	1.91(-1)
4.50	1.57(-1)	2.45(-1)	1.02(-1)	1.51(-1)
4.75	1.26(-1)	2.01(-1)	7.93(-2)	1.19(-1)
5.00	9.92(-2)	1.63(-1)	6.14(-2)	9.40(-2)
5.25	7.72(-2)	1.31(-1)	4.71(-2)	7.32(-2)
5.50	5.95(-2)	1.04(-1)	3.59(-2)	5.63(-2)
5.75	4.52(-2)	8.03(-2)	2.68(-2)	4.21(-2)
6.00	3.37(-2)	6.10(-2)	1.94(-2)	3.07(-2)
6.25	2.55(-2)	4.67(-2)	1.44(-2)	2.28(-2)

E_ν , MeV	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
6.50	1.93(-2)	3.54(-2)	1.07(-2)	1.69(-2)
6.75	1.39(-2)	2.57(-2)	7.53(-3)	1.19(-2)
7.00	9.56(-3)	1.76(-2)	4.93(-3)	7.79(-3)
7.25	6.01(-3)	1.10(-2)	2.84(-3)	4.41(-3)
7.50	3.75(-3)	7.01(-3)	1.69(-3)	2.52(-3)
7.75	2.31(-3)	4.56(-3)	1.05(-3)	1.59(-3)
8.00	1.15(-3)	2.59(-3)	5.44(-4)	8.36(-4)
8.25	4.73(-4)	1.41(-3)	2.40(-4)	4.24(-4)
8.50	2.86(-4)	8.53(-4)	1.48(-4)	2.54(-4)
8.75	1.66(-4)	4.50(-4)	8.84(-5)	1.49(-4)
9.00	8.75(-5)	2.74(-4)	4.79(-5)	8.12(-5)
9.25	5.43(-5)	1.58(-4)	3.35(-5)	5.25(-5)
9.50	3.33(-5)	8.70(-5)	2.35(-5)	3.35(-5)
9.75	2.02(-5)	4.56(-5)	1.69(-5)	2.14(-5)
10.00	1.28(-5)	2.27(-4)	1.32(-5)	1.47(-5)
10.25	9.15(-6)	1.21(-5)	1.09(-5)	1.11(-5)
10.50	7.52(-6)	8.04(-6)	9.53(-6)	9.45(-6)
10.75	6.41(-6)	6.43(-4)	8.32(-6)	8.20(-6)
11.00	5.45(-6)	5.28(-6)	7.15(-6)	7.03(-6)
11.25	4.58(-6)	4.37(-6)	6.01(-6)	5.91(-6)
11.50	3.75(-6)	3.54(-6)	4.92(-6)	4.84(-6)
11.75	2.96(-6)	2.78(-6)	3.88(-6)	3.82(-6)
12.00	2.22(-6)	2.09(-6)	2.92(-6)	2.87(-6)
12.25	1.56(-6)	1.46(-6)	2.05(-6)	2.01(-6)
12.50	9.47(-7)	9.13(-7)	1.28(-6)	1.25(-6)
12.75	4.80(-7)	4.49(-7)	6.35(-7)	6.17(-7)
13.00	2.58(-9)	3.90(-12)	8.62(-9)	2.01(-13)

3.5 Исследование комбинированного метода

Для дальнейшего исследования применения комбинированного метода в качестве ”истинно-экспериментальных” спектров антинейтрино урана и плутония мы использовали спектры восстановленные указанным способом (3.2) по измененному спектру в эксперименте Double Chooz.

Как уже выше было отмечено, что на каждом этапе минимизации (2.2) формировался заново расчетный спектр. Таким образом можно проследить динамику изменения спектров урана и плутония на каждом этапе итерации (2.4) (см. рис. 3.11, рис. 3.12, рис. 3.13 и рис. 3.14), а также поведение сечения реакции ОБР (1).

В табл. 10 представлены критерии сходимости χ_{start}^2 и χ_{stop}^2 , а также приведены расчетные сечения в зависимости от итерации m приведены в табл. 11.

Таблица 10 — Процедура минимизации в зависимости от итерации m

№, m	χ_{start}^2	χ_{stop}^2	ϵ
0	14139.2	192.723	10
1
2
3	125.228	97.4054	0.1
4	96.6001	95.6532	0.1
5	95.494	94.8392	0.01
6	94.7254	94.5028	0.01
7	94.4582	94.3994	0.001
8	94.3887	94.3645	0.0001
9	94.3532	94.3401	0.0001
10	94.3319	94.3283	0.0001
11	...	94.3197	0.0001
12	...	94.3197	1E-05

Таблица 11 — Сечения на акт деления, [деление $^{-1}$]

№, m	$\sigma_{235\text{U}}$	$\sigma_{238\text{U}}$	$\sigma_{239\text{Pu}}$	$\sigma_{241\text{Pu}}$	σ_{DC}
0	6.351761e-43	1.187278e-42	4.492185e-43	6.779427e-43	6.238511e-43
1	5.793020e-43	1.055481e-42	4.127296e-43	6.231629e-43	5.678926e-43
2	5.790261e-43	1.057272e-42	4.128436e-43	6.226246e-43	5.679107e-43
3	5.797226e-43	1.060977e-42	4.135124e-43	6.242962e-43	5.689181e-43
4	5.795648e-43	1.061714e-42	4.137070e-43	6.249338e-43	5.690033e-43
5	5.794208e-43	1.062534e-42	4.138036e-43	6.254396e-43	5.690623e-43
6	5.794421e-43	1.062959e-42	4.138964e-43	6.258195e-43	5.691640e-43
7	5.794023e-43	1.063143e-42	4.139165e-43	6.260497e-43	5.691798e-43
8	5.793756e-43	1.063322e-42	4.139303e-43	6.261250e-43	5.691906e-43
9	5.793587e-43	1.063476e-42	4.139363e-43	6.261695e-43	5.691998e-43
10	5.793564e-43	1.063572e-42	4.139427e-43	6.261898e-43	5.692104e-43
11	5.793774e-43	1.063631e-42	4.139381e-43	6.262179e-43	5.692266e-43
12	5.793774e-43	1.063631e-42	4.139381e-43	6.262179e-43	5.692266e-43

3.6 Выводы

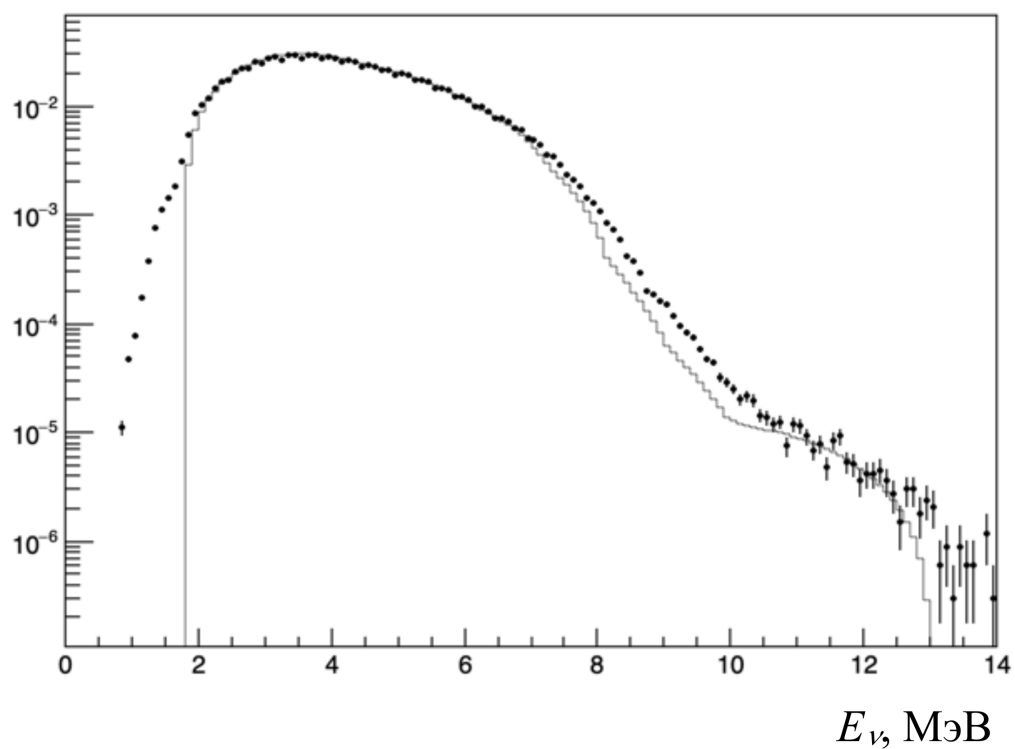
В данной главе были получены экспериментальные спектры антинейтрино урана и плутония из измерения [46], выполненного на ближнем детекторе в эксперименте Double Chooz, путем разложения спектра на основные компоненты.

Получены расчетные спектры антинейтрино урана и плутония, которые наилучшим образом описывают экспериментальный спектр. Расчет спектров проводился с использованием процедуры минимизации, которая описан в разделе 2.3. Обновлена уточненная база данных параметров бета-активных атомных ядер и на основе которой можно рассчитать спектры антинейтрино, которые дают сечения с наибольшей точностью.

В обновленной базе данных параметров бета-активных атомных ядер (Приложение A.2) часть данных, полученных в ходе описания по оцененным осколкам, совпадает с имеющимися на сегодняшний день в существующих базах ядерных данных и часть данных различается. В таб. 17 представлены оцененные ядра. Количество таких ядер для эксперимента Double Chooz составило 211 из них количество ядер, у которых исходные данные не изменены программным кодом

составило 45; **зеленым** выделены ядра, у которых схема известна и значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе, совпадает с исходными данными. Количество таких ядер составило – 15; и **красным** отмечены ядра у которых схема ядра известна, но форма спектра изменилась. Количество таких ядер соответственно составило 151. В таб. 18 ядра, у которых отсутствуют экспериментальные данные о схемах распада и их количество составляет 329. Черным цветом отмечены ядра у которых было достаточно одного энергетического уровня для описания. **Синим** – у которых модельная схема ядра. **Зеленым** – схема ядра известна, но стоит статус как неизвестна и форма спектра не изменилась. **Красным** – схема ядра известна, но стоит статус как неизвестна, форма спектра изменилась.

Относительные единицы



Относительные единицы

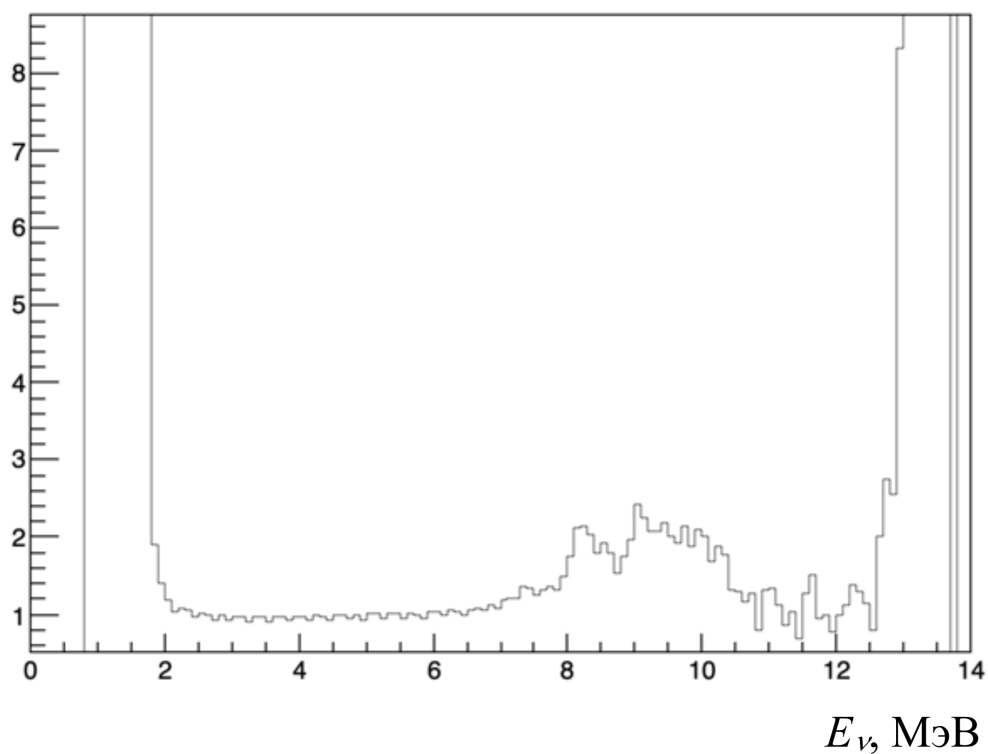


Рисунок 3.5 — Смоделированный спектр позитронов методом Монте–Карло и идеальный спектр, полученный перемножением спектра антинейтрино и сечения реакции ОБР (верхняя панель). Функция пересчета экспериментального спектра позитронов в идеальный (нижняя панель), полученная делением спектров из верхней панели.

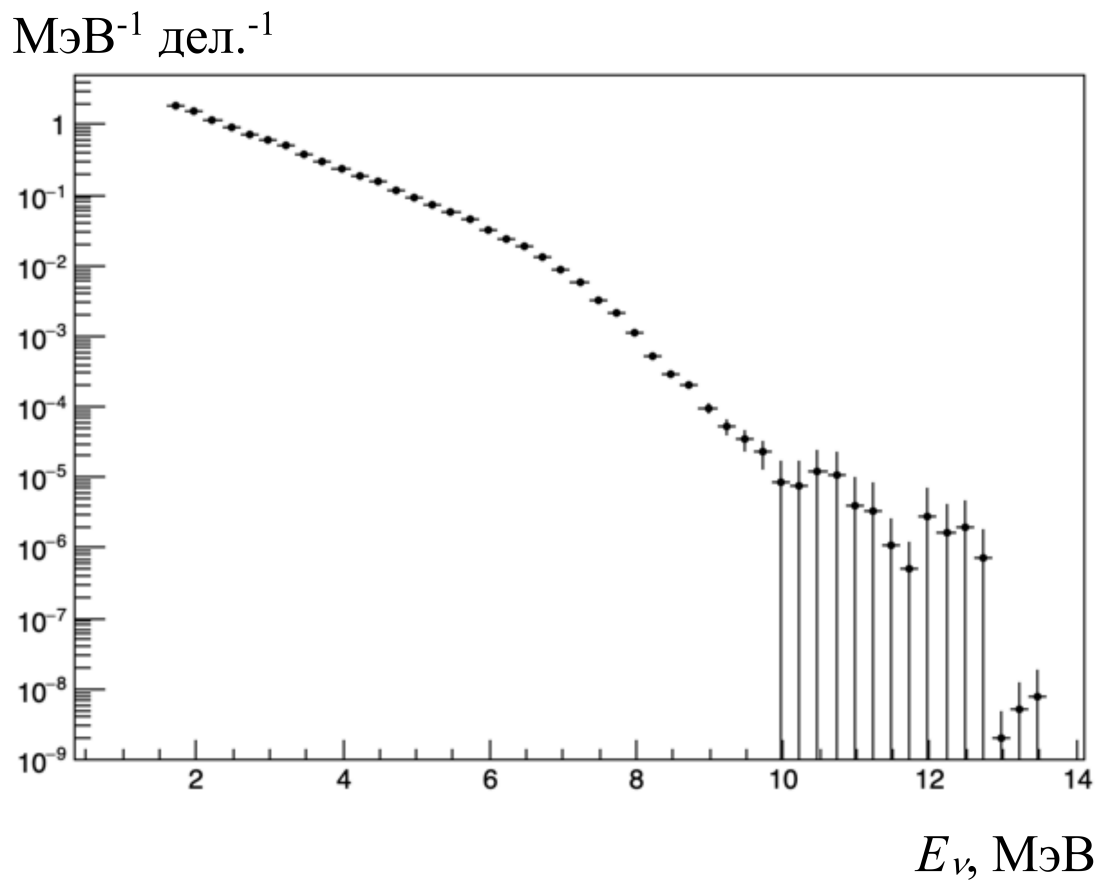


Рисунок 3.6 — Спектр антинейтрино из эксперимента Double Chooz, полученный для среднего состава топлива (3.1). Спектр восстановлен при помощи функции пересчета из рис. 3.5.

Относительные единицы

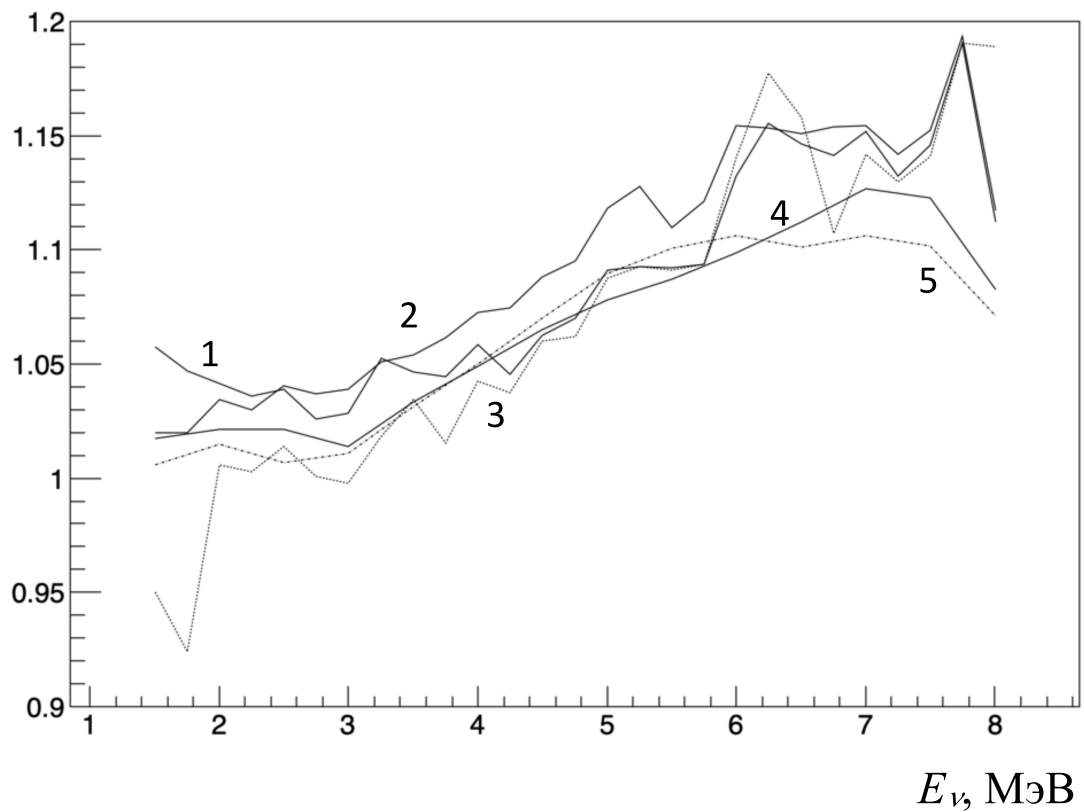


Рисунок 3.7 — Отношение спектра ^{235}U к сумме всех спектров с весами, соответствующими составу активной зоны во время измерения Double Chooz. 1 – Meuller [22], 2 – ILL [68; 69], 3 – Попов [51; 81], 4 – Vogel [63], 5 – МЕРФІ [65].

МэВ⁻¹ дел.⁻¹

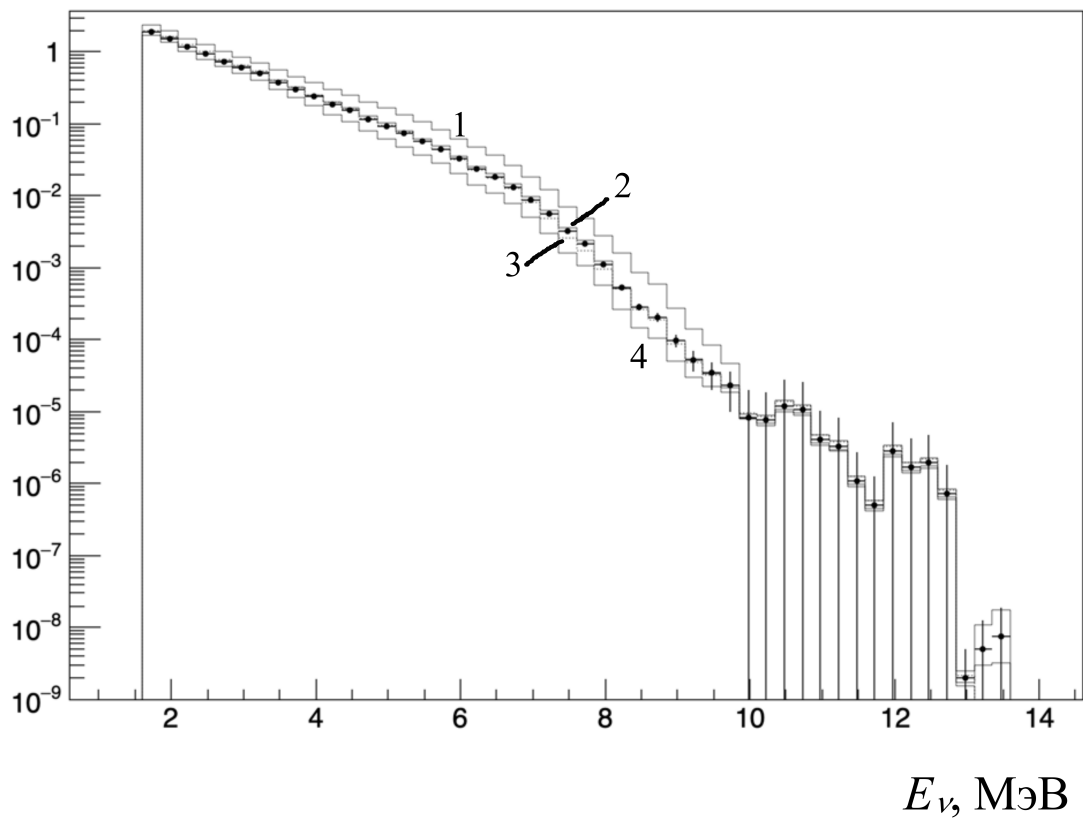


Рисунок 3.8 — Экспериментальные спектры антинейтрино делящихся изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , полученные путем разделения экспериментального спектра Double Chooz (3.2). 1 — ^{238}U , 2 — ^{235}U , 3 — ^{241}Pu , 4 — ^{239}Pu . Черные точки с ошибкой — спектр Double Chooz.

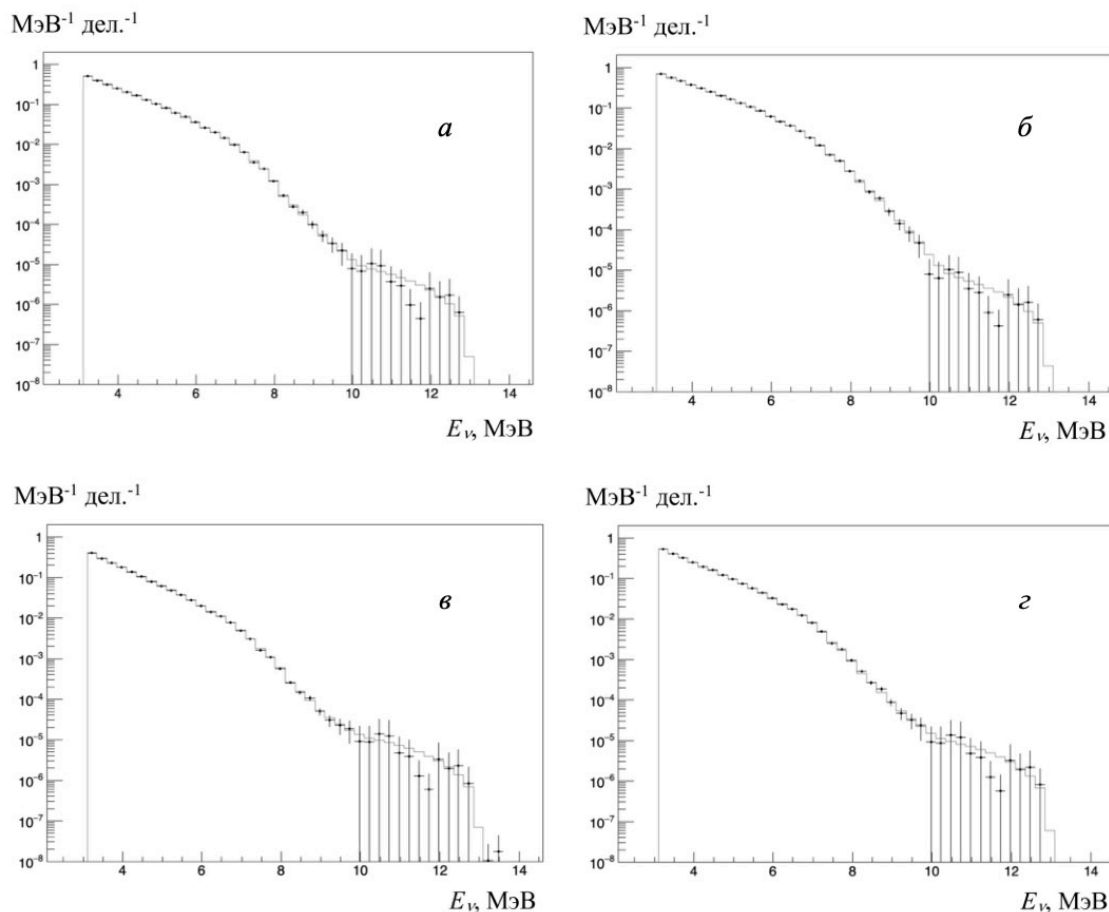


Рисунок 3.9 — Сравнение экспериментальных и расчетных спектров анти-нейтрино делящихся изотопов урана и плутония. Черные точки с ошибкой - экспериментальный спектр, сплошная линия - расчетный спектр. На вкладках: а - спектр ^{235}U , б - спектр ^{238}U , в - спектр ^{239}Pu и г - спектр ^{241}Pu .

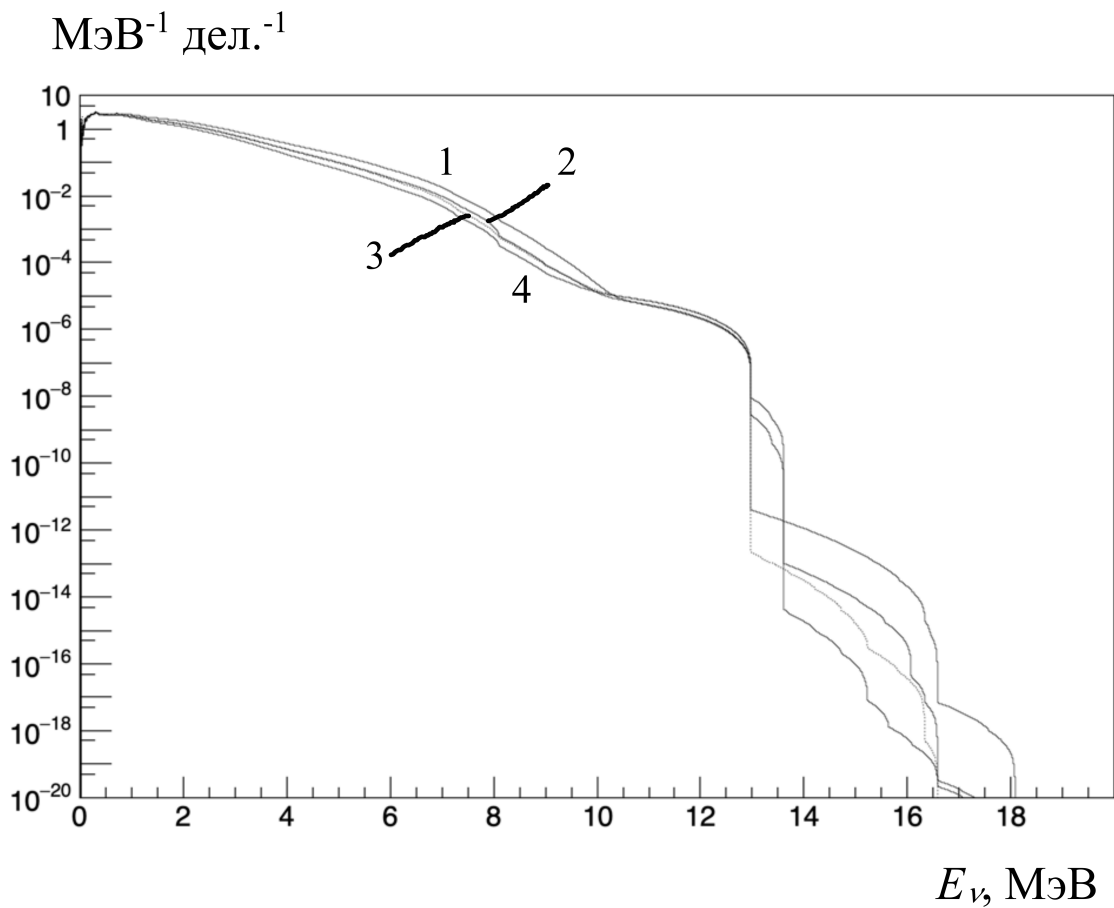


Рисунок 3.10 — Расчетные энергетические спектры антинейтрино основных делящихся изотопов урана и плутония полученные в результате описания экспериментальных спектров Double Chooz.

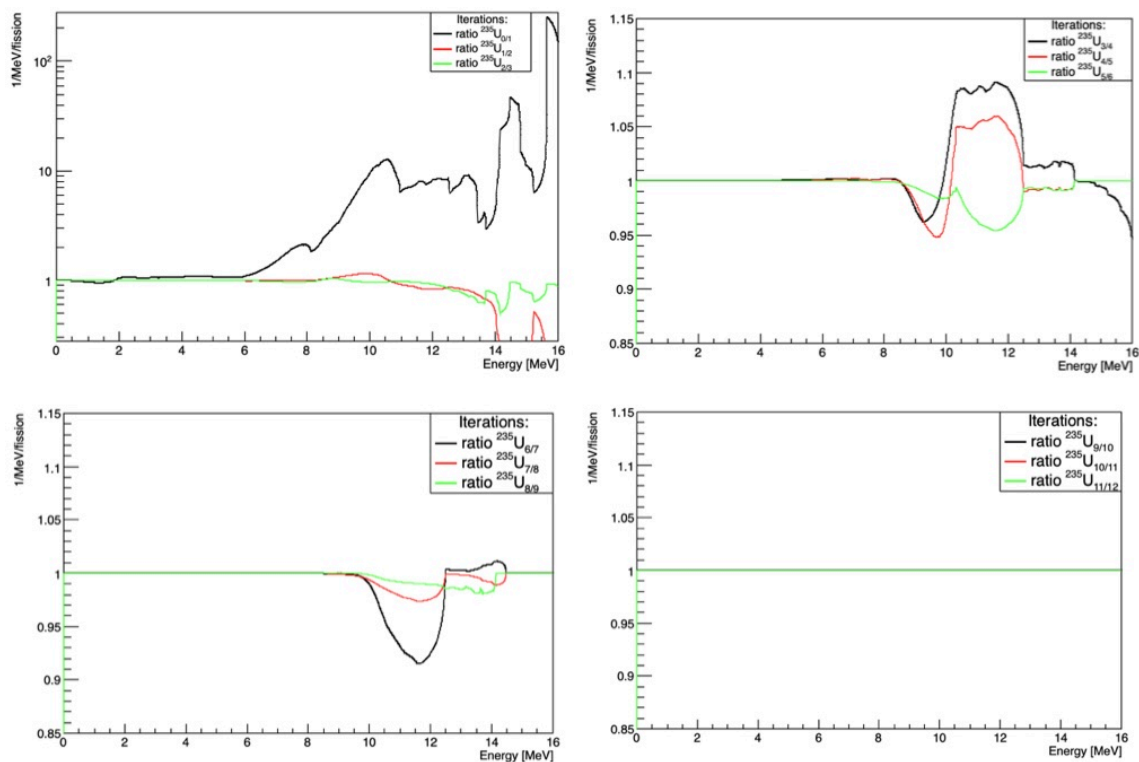


Рисунок 3.11 — Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{235}U на каждом этапе итерации.

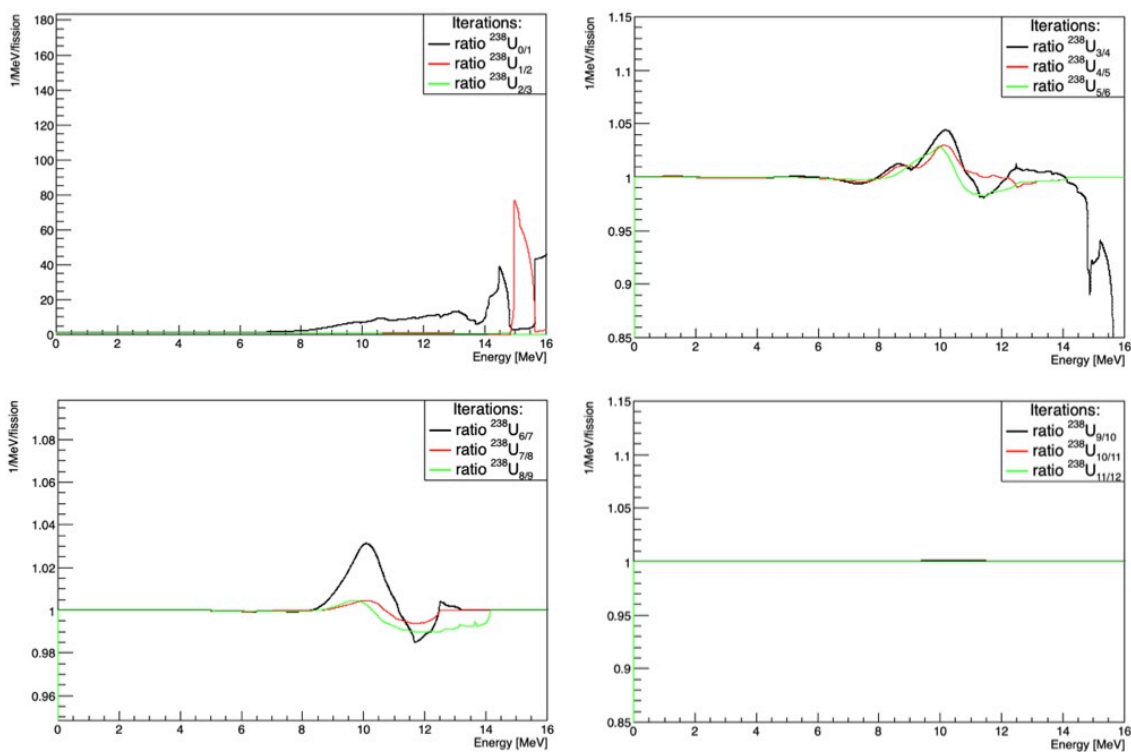


Рисунок 3.12 — Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{238}U на каждом этапе итерации.

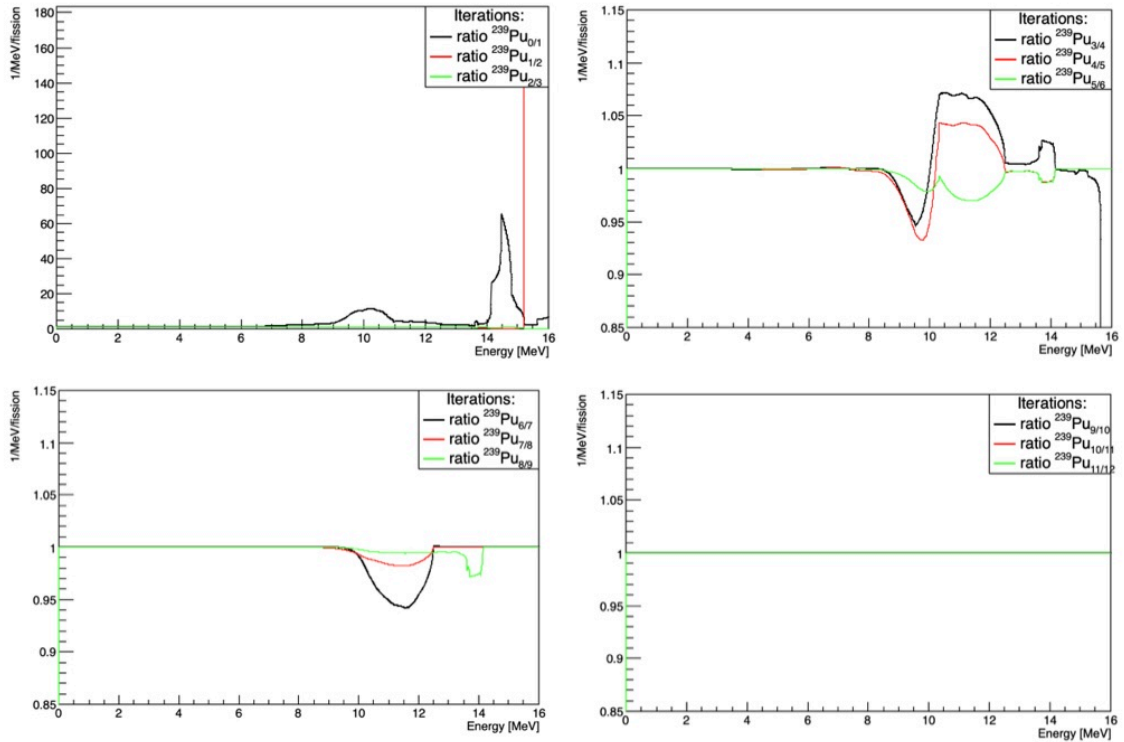


Рисунок 3.13 — Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{239}Pu на каждом этапе итерации.

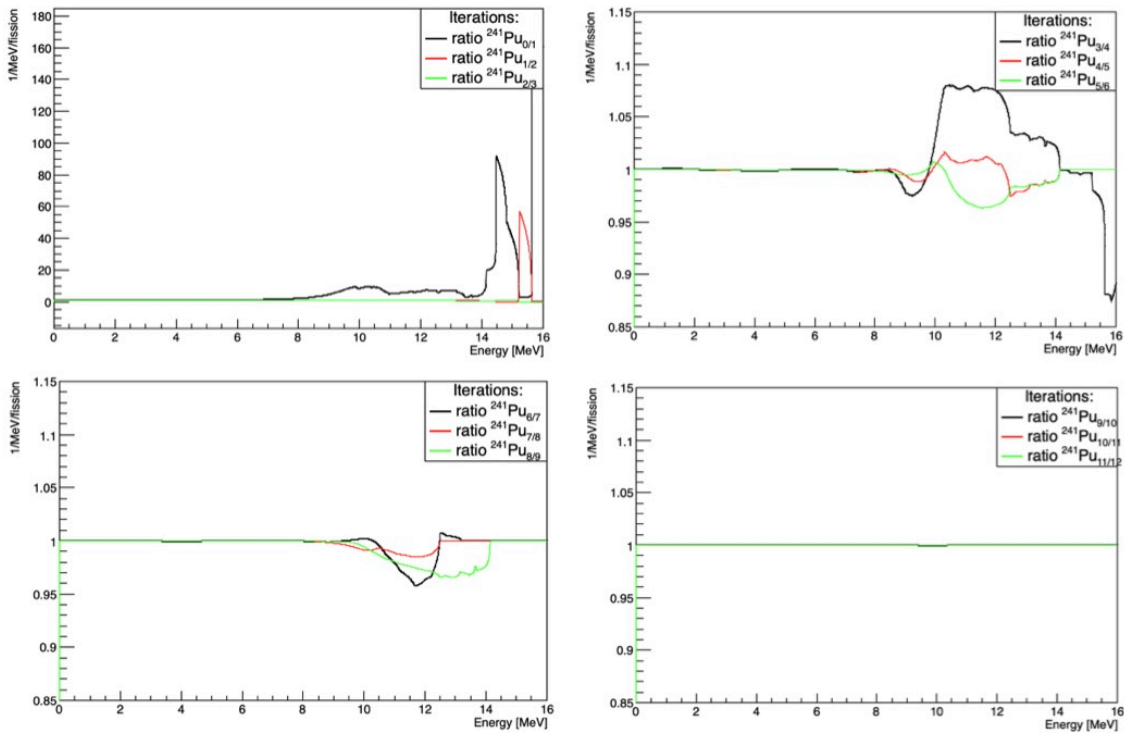


Рисунок 3.14 — Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{241}Pu на каждом этапе итерации.

Глава 4. Применение комбинированного метода к экспериментам: РОНС, Double Chooz, Daya Bay и RENO одновременно

4.1 Результат анализа

В настоящей главе исследуется точность восстановления спектра антинейтрино методом Монте–Карло с помощью комбинированного метода. Точность восстановления спектра антинейтрино подразумевает под собой полное сечение реакции ОБР (1). Поэтому в нашем анализе использовались данные четырех реакторных экспериментов, где измерялся спектр позитронов реакции ОБР.

Комбинированная методика моделирования спектра антинейтрино включает в себя: метод прямого суммирования, расчеты Монте–Карло, а также метод SVD. Полученные результаты основывались на проведенных (поставленных) на сегодняшний день реакторных экспериментах. Данная методика позволяет решить следующие задачи:

- получение расчетного спектра позитронов без учета осцилляций для дальнейшего сравнения с экспериментальным спектром;
- определение функции отклика детектора (метод SVD, описан в разделе 1.5);
- исследование деформации изотопного состава при изменении состава активной зоны реактора.

Наиболее точные спектры антинейтрино можно было бы получить, если описать экспериментально измеренные спектры антинейтрино. На сегодняшний день известны четыре измеренных спектра ядерного реактора, а именно: спектр из эксперимента Ровно [38], полученный в виде формулы (1.5), в диапазоне от 2 до 9 МэВ, спектр Double Chooz [41], полученный в диапазоне от 1.8 до 10 МэВ, который был получен из экспериментального спектра позитронов нашим методом с использованием функции отношения из Монте–Карло, спектр Daya Bay [42] с наибольшей статистикой, лежащий в диапазоне энергий от 1.8 до 12 МэВ с использованием метода SVD и спектр эксперимента RENO, также с использованием метода SVD [43].

Мы рассматриваем эти четыре экспериментальных спектра антинейтрино, которые были измерены при помощи реакции ОБР (1). Первый – это экспери-

мент РОНС, описан в разделе 2.1, проведенный в конце 80-х годов прошлого века в бывшем Советском Союзе в Ровно. За три года сбора данных он накопил 174 тысячи нейтринных событий. Спектр антинейтрино был представлен в виде формулы (1.5), что было полезно для оценки выхода нейтрино в детекторе, расположенном на некотором расстоянии от ядерного реактора. Позже спектр был получен из тех же данных с использованием разработанного метода преобразования спектра позитронов из спектра ОБР в спектр антинейтрино с помощью функции (3.2), рассчитанной с помощью моделирования методом Монте–Карло, описанный в работе [54]. Второй, был представлен экспериментом Double Chooz, раздел 3.1. Измеренный спектр позитронов был преобразован в нейтринный тем же методом, что и в случае с экспериментом Ровно (он же РОНС). Общая статистика, полученная вблизи реактора, составляет чуть более 200 тысяч событий при меньшем уровне фона, чем в Ровно. Третий спектр был представлен коллаборацией Daya Bay. Они использовали Метод SVD для получения спектра антинейтрино, взвешенного по сечению реакции ОБР. Этот спектр насчитывает несколько миллионов нейтринных событий в ближайшем местоположении от реакторов. Последний спектр антинейтрино был получен коллаборацией RENO. Они также использовали Метод SVD для получения спектра антинейтрино, взвешенного по сечению. В спектре насчитывается около 1 миллиона нейтринных событий.

Экспериментальные спектры антинейтрино Ровно, Double Chooz, Daya Bay и RENO представлены на рис. 4.1. Надо отметить их сходство, несмотря на различие в составах активной зоны. Мы использовали эти спектры, взвешенные сечениями для расчета спектров урана и плутония: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Также мы использовали экспериментальные сечения реакции ОБР (1), измеренные с наибольшей точностью: Double Chooz, Daya Bay, RENO, Bugey-4 [10].

В 80-х годах при измерениях электронных спектров осколков деления ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu использовали набор гипотетических бета-спектров для описания экспериментального спектра. При расчете мы используем метод прямого суммирования, описанный в разделе 1.3, с варьированием схем у неизвестных осколков деления путем изменения их вероятностей перехода.

Используя гипотетические вероятности переходов (ветвлений), мы можем изменять форму спектра отдельных нуклидов, пример представлен на рис. 2.10. Данный метод позволяет сопоставить экспериментальный спектр антинейтрино с различными неизвестными формами спектров. Для проведения описания экс-

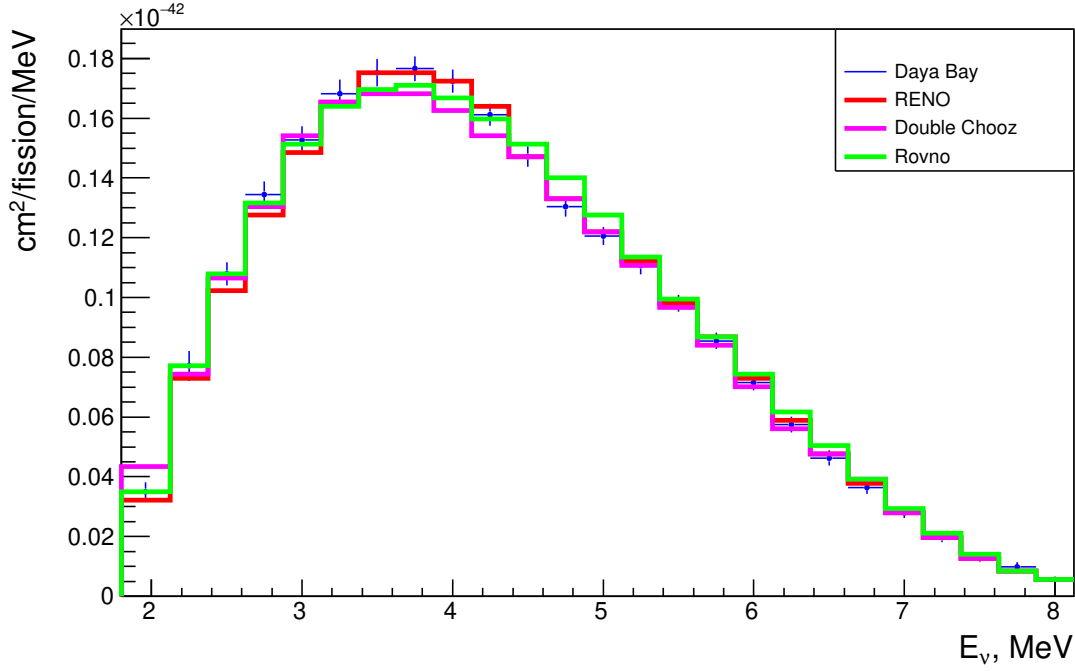


Рисунок 4.1 — Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР (1).

периментальных спектров антинейтрино был составлен следующий функционал χ^2 с включением экспериментальных сечений:

$$\begin{aligned}
 \chi_k^2 = & \sum_{DC} \frac{(y_{exp,i} - y_{calc,i})^2}{\Delta y_i^2} + \sum_{DB} \frac{(y_{exp,j} - y_{calc,j})^2}{\Delta y_j^2} + \\
 & \sum_{RENO} \frac{(y_{exp,l} - y_{calc,l})^2}{\Delta y_l^2} + \sum_{Rovno} \frac{(y_{exp,m} - y_{calc,m})^2}{\Delta y_m^2} + \\
 & \frac{(\sigma_{DC} - \sigma_{calc,DC})^2}{\Delta \sigma_{DC}^2} + \frac{(\sigma_{DB} - \sigma_{calc,DB})^2}{\Delta \sigma_{DB}^2} \\
 & \frac{(\sigma_{RENO} - \sigma_{calc,RENO})^2}{\Delta \sigma_{RENO}^2} + \frac{(\sigma_{Bugey} - \sigma_{calc,Bugey})^2}{\Delta \sigma_{Bugey}^2}, \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

В результате минимизации (4.1), в работе [86], мы получили четыре спектра антинейтрино урана и плутония, которые описывают все четыре экспериментальных спектра. Измеренные экспериментальные и расчетные спектры антинейтрино с весами сечения реакции ОБР представлены на рис. 4.2 – Double Chooz, рис. 4.3 – Daya Bay, рис. 4.4 – RENO. Также мы проводим сравнение нашего спектра со спектром эксперимента PROSPECT [87], рис. 4.5. В эксперименте PROSPECT топливом служит чистый ^{235}U . Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и расчетными спектрами. Причем наш спектр ^{235}U совпадает со спектром PROSPECT, который не входил минимизируемый χ^2 (4.1).

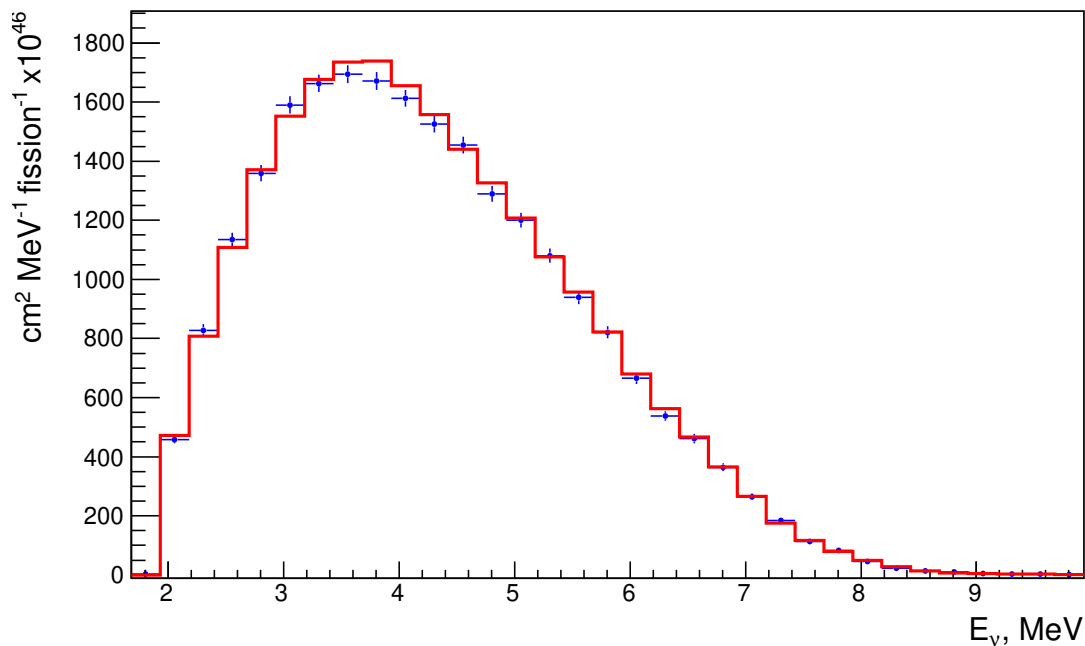


Рисунок 4.2 — Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента Double Chooz.

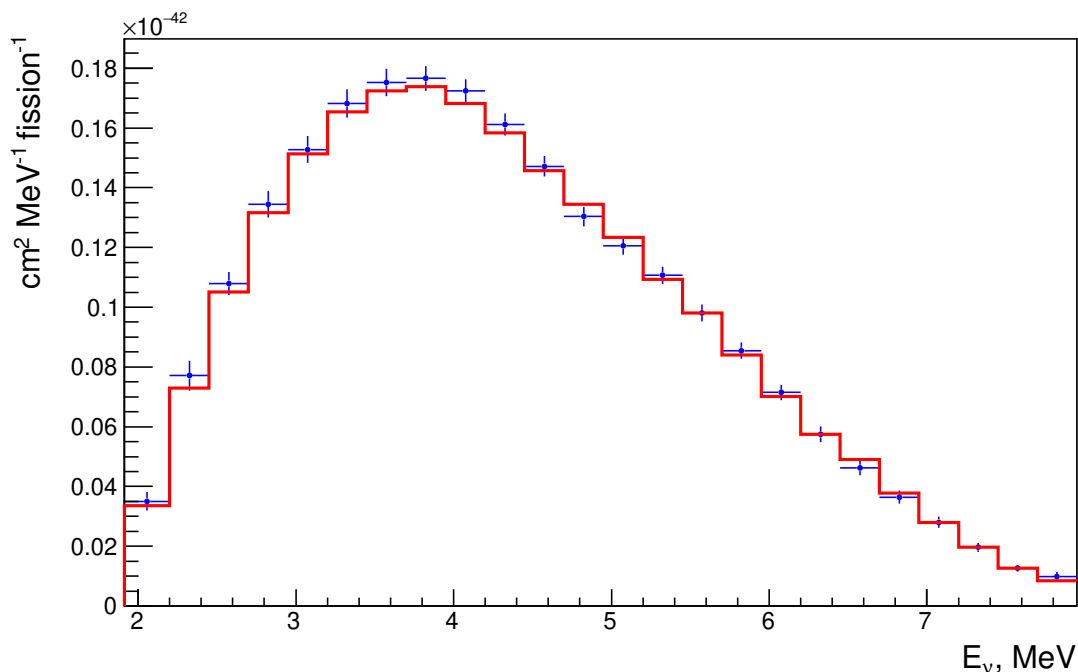


Рисунок 4.3 — Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента Daya Bay.

В эксперименте Бюже (Bugey-4) использовался водяной детектор, регистрирующий только нейтроны реакции ОБР (1). Тепловая мощность ядерного реактора составляла 2800 МВт. Было измерено сечение реакции ОБР в потоке антинейтрино от реактора с точностью 1.5 %, которое долгие годы было эталаном

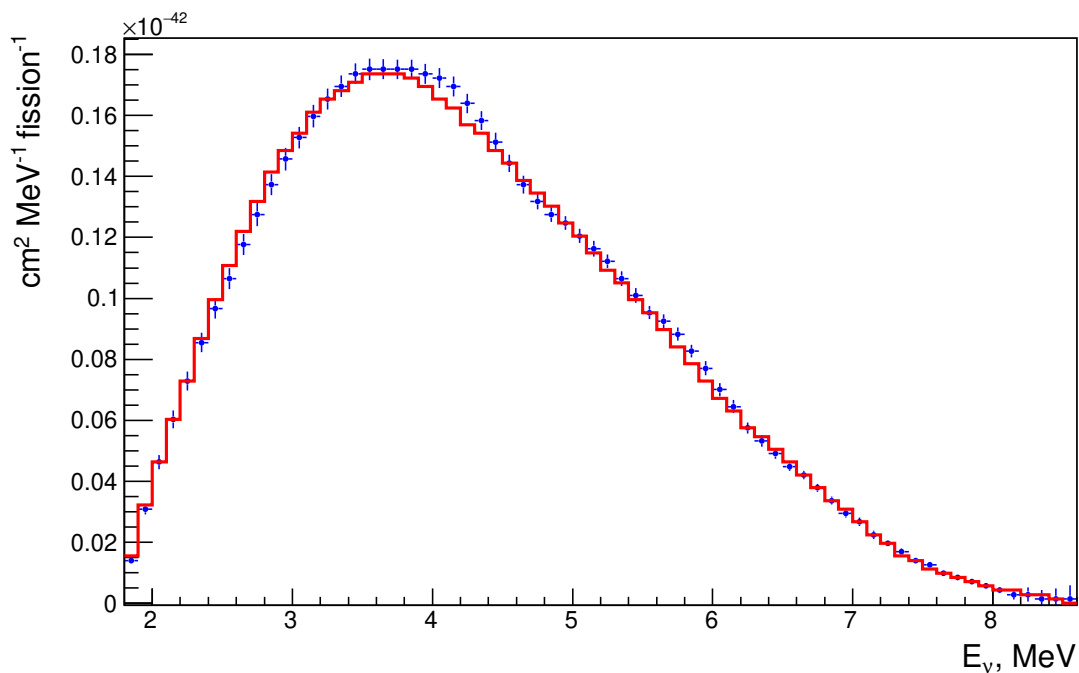


Рисунок 4.4 — Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента RENO.

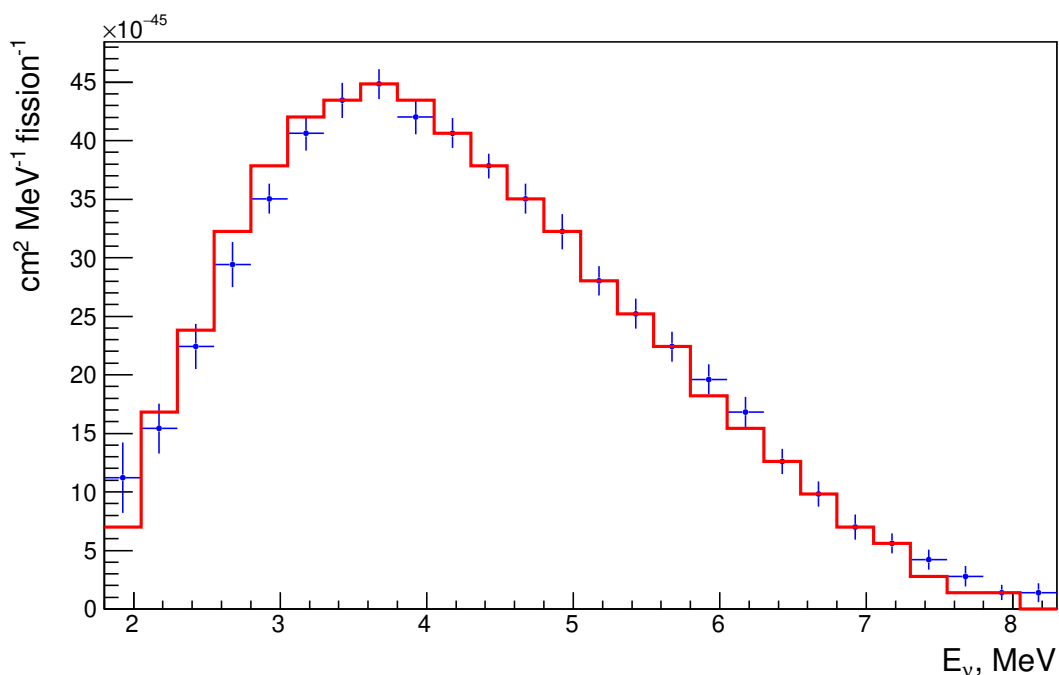


Рисунок 4.5 — Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента PROSPECT.

для других экспериментов. Значения сечений реакции ОБР для спектров антинейтрино ядерного реактора при данном составе активной зоны по числу делений изотопов урана и плутония, измеренные в экспериментах, приведены в табл. 12.

Поскольку ^{235}U является основной компонентой ядерного топлива, связь между сечением $^5\sigma_f$ со средним по смеси изотопов сечением $\bar{\sigma}_f$:

$$\bar{\sigma}_f = ^5\sigma_f \left[1 + \sum_{i=8,9,1} \alpha_i \left(\frac{i\sigma_f}{^5\sigma_f} - 1 \right) \right], \quad (4.2)$$

где α_i – число делений i -го изотопа по отношению к полному числу делений, а индекс i пробегает значение 8 – ^{238}U , 9 – ^{239}Pu и 1 – ^{241}Pu . При очевидном условии $\sum_{i=5,8,9,1} \alpha_i = \alpha_5 + \alpha_8 + \alpha_9 + \alpha_1 = \sum_i \alpha_i = 1$.

Выражение (4.2) удобно переписать в виде:

$$\bar{\sigma}_f = ^5\sigma_f(1 + k), \quad (4.3)$$

где

$$k = \sum_{i=8,9,1} \alpha_i \left(\frac{i\sigma_f}{^5\sigma_f} - 1 \right), \quad (4.4)$$

и теперь если расписать знак суммы, то получаем:

$$k = \alpha_8 \left(\frac{8\sigma_f}{^5\sigma_f} - 1 \right) + \alpha_9 \left(\frac{9\sigma_f}{^5\sigma_f} - 1 \right) + \alpha_1 \left(\frac{1\sigma_f}{^5\sigma_f} - 1 \right) \quad (4.5)$$

Таблица 12 — Экспериментальные сечения реакции ОБР (1) для экспериментов с большой статистикой, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [см²/деление] и расчет с использованием наших спектров урана и плутония. Также приведено сечение для спектра ^{235}U , полученное с использованием (4.3)

Эксперимент	Состав активной зоны α_i				$^i\sigma_f$	$^{INR}\sigma_f$	$^5\sigma_f$
	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu			
Double Chooz	0.520	0.087	0.333	0.060	5.71 ± 0.06	5.820	5.761
Daya Bay	0.561	0.076	0.307	0.056	5.91 ± 0.12	5.804	5.978
RENO	0.571	0.073	0.300	0.056	5.852 ± 0.094	5.801	5.924
Bugey-4	0.538	0.078	0.328	0.056	5.752 ± 0.081	5.782	5.841

В табл. 13 представлены расчетные сечения, соответствующие расчетным спектрам антинейтрино для урана и плутония из минимизации (4.1).

Если расчетные спектры антинейтрино верны, это означает, что они наиболее близки к реально существующим в природе, тогда значение для $^5\sigma_f$ по

Таблица 13 — Расчетные сечения реакции ОБР для спектров антинейтрино основных делящихся изотопов, $i\sigma \times 10^{-43}$ [см²/деление]

	5σ	8σ	9σ	1σ
Double Chooz	5.872	10.64	4.356	6.506

результатам экспериментальных измерений должно быть близко к значению, рассчитанному по этому спектру. Экспериментальное значение сечения для смеси изотопов всегда будет немного меньше значения сечения чистого ^{235}U , так как коэффициент $1 + k$ всегда меньше 1. Но вычисленные по формуле (4.3) значения экспериментальных сечений для ^{235}U должны совпадать в пределах экспериментальной ошибки при правильных расчетных спектрах, используемых для расчета сечений отдельных изотопов.

На рис. 4.6 показаны экспериментальные сечения реакторного спектра и вычисленные по (4.3) сечения ^{235}U . Видно, что найденные значения сечений ^{235}U ложатся в полосу средней экспериментальной погрешности за исключением значения Double Chooz. По-видимому, экспериментальное сечение Double Chooz имеет заниженную погрешность. Его величина, согласно нашему расчету, должна быть самой большой из всех экспериментальных значений сечений за счет большей доли ^{235}U в реакторном спектре Double Chooz. Несмотря на это, сечение ^{235}U для Double Chooz лежит на границе значений для вычисленного по нашему спектру сечения.

В табл. 14 приведены расчетные спектры антинейтрино для изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , полученные в данной работе. Сечения для этих спектров были показаны в табл. 13.

Таблица 14 — Спектры антинейтрино урана и плутония в единицах МэВ⁻¹ деление⁻¹. В скобках указан десятичный порядок.

E_ν , МэВ	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
1.50	1.823	2.062	1.583	1.813
1.75	1.539	1.780	1.323	1.539
2.00	1.209	1.458	1.048	1.245
2.25	1.009	1.273	8.673(-1)	1.063
2.50	8.458(-1)	1.113	7.183(-1)	9.000(-1)
2.75	7.062(-1)	9.683(-1)	5.911(-1)	7.572(-1)

E_{ν} , MeV	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
3.00	5.808(-1)	8.336(-1)	4.774(-1)	6.306(-1)
3.25	4.796(-1)	7.182(-1)	3.831(-1)	5.227(-1)
3.50	3.905(-1)	6.135(-1)	3.038(-1)	4.298(-1)
3.75	3.168(-1)	5.220(-1)	2.409(-1)	3.535(-1)
4.00	2.507(-1)	4.354(-1)	1.851(-1)	2.835(-1)
4.25	1.978(-1)	3.602(-1)	1.408(-1)	2.243(-1)
4.50	1.560(-1)	2.963(-1)	1.081(-1)	1.771(-1)
4.75	1.235(-1)	2.441(-1)	8.325(-2)	1.399(-1)
5.00	9.768(-2)	2.018(-1)	6.524(-2)	1.123(-1)
5.25	7.602(-2)	1.646(-1)	5.037(-2)	8.871(-2)
5.50	5.972(-2)	1.343(-1)	3.930(-2)	7.036(-2)
5.75	4.592(-2)	1.071(-1)	2.987(-2)	5.424(-2)
6.00	3.410(-2)	8.279(-2)	2.183(-2)	4.033(-2)
6.25	2.520(-2)	6.379(-2)	1.603(-2)	3.000(-2)
6.50	1.895(-2)	4.953(-2)	1.205(-2)	2.286(-2)
6.75	1.357(-2)	3.715(-2)	8.640(-3)	1.675(-2)
7.00	9.027(-3)	2.666(-2)	5.706(-3)	1.151(-2)
7.25	5.444(-3)	1.805(-2)	3.364(-3)	7.220(-3)
7.50	3.146(-3)	1.189(-2)	1.985(-3)	4.463(-3)
7.75	1.945(-3)	7.907(-3)	1.249(-3)	2.847(-3)
8.00	1.086(-3)	4.845(-3)	7.453(-4)	1.718(-3)
8.25	5.686(-4)	2.777(-3)	4.119(-4)	9.548(-4)
8.50	2.551(-4)	1.362(-3)	1.694(-4)	3.781(-4)
8.75	1.216(-4)	7.098(-4)	3.607(-5)	8.798(-5)
9.00	6.347(-5)	4.776(-4)	1.258(-5)	3.887(-5)
9.25	4.030(-5)	3.337(-4)	7.735(-6)	2.490(-5)
9.50	2.791(-5)	2.393(-4)	5.239(-6)	1.657(-5)
9.75	1.920(-5)	1.677(-4)	3.480(-6)	1.051(-5)
10.00	1.183(-5)	1.077(-4)	2.083(-6)	5.692(-6)
10.25	7.102(-6)	7.294(-5)	1.235(-6)	3.489(-6)
10.50	4.331(-6)	4.788(-5)	7.820(-7)	2.147(-6)
10.75	2.205(-6)	3.044(-5)	4.400(-7)	1.215(-6)
11.00	1.095(-6)	2.042(-5)	2.489(-7)	7.058(-7)

E_{ν} , МэВ	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
11.25	8.246(-7)	1.537(-5)	1.906(-7)	5.197(-7)
11.50	6.765(-7)	1.237(-5)	1.527(-7)	4.136(-7)
11.75	5.406(-7)	9.693(-6)	1.201(-7)	3.185(-7)
12.00	4.285(-7)	7.556(-6)	9.510(-8)	2.449(-7)

4.2 Выводы

В этой главе применен метод расчета спектров антинейтрино отдельных делящихся изотопов ядерного топлива с использованием экспериментально полученного спектра антинейтрино ядерного реактора с известным составом активной зоны в момент измерения. Для расчета использовались четыре экспериментальных спектра антинейтрино и четыре измеренных сечения реакции ОБР (1) в спектре ядерного реактора. Полученные расчетные спектры антинейтрино представлены в табл. 14.

Полученные спектры антинейтрино ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu хорошо описывают экспериментальные спектры в смеси с данным составом активной зоны. Спектр ^{235}U оказался таким же, как полученный в эксперименте PROSPECT, который не использовался в анализе. Рассчитанные по спектрам антинейтрино ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu сечения лучше других спектров описывают экспериментальные сечения реакции ОБР. По экспериментальным данным были восстановлены сечения ^{235}U , которые находятся в наилучшем согласии с сечением, рассчитанным по нашему спектру.

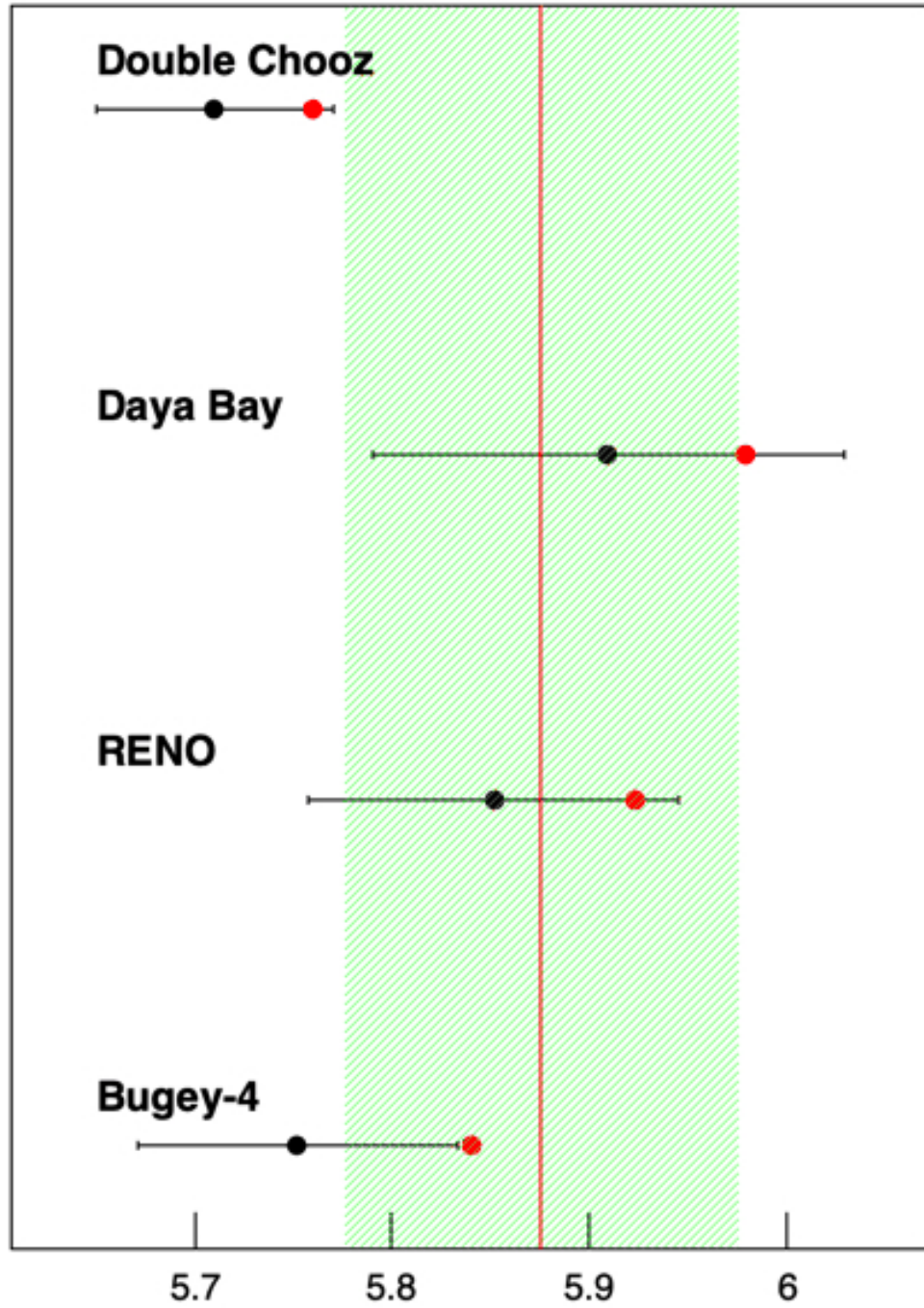


Рисунок 4.6 — Экспериментальные сечения реакции ОБР.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработана комбинированная методика расчета спектра антинейтрино от ядерного реактора с использованием метода прямого суммирования и силовой функции позволяет получить энергетические спектры антинейтрино основных делящихся изотопов, входящих в состав ядерного топлива: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .
2. В уточненной базе ядерных данных для осколков с неизвестными схемами распадов применялась силовая функция для описания вероятностей бета-переходов ядра. Силовая функция подбиралась для наилучшего описания энергетического спектра антинейтрино, полученного из ранее проеденных экспериментов РОИС и Double Chooz.
3. Получена уточненная база данных параметров распада бета-активных атомных ядер, которая может быть применена для получения расчетных энергетических спектров антинейтрино изотопов урана и плутония, и других делящихся ядер. Уточненная база данных может быть использована для получения спектра антинейтрино любого ядерного реактора, что полезно для анализа данных экспериментов, ведущихся в потоке антинейтрино ядерного реактора.
4. Впервые получены энергетические спектры антинейтрино отдельных делящихся изотопов, формирующих состав ядерного топлива: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu с использованием комбинированного метода расчета, из экспериментальных данных Ровенского и Double Chooz экспериментов.
5. Получен энергетический спектр антинейтрино от ядерного реактора при среднем составе ядерного топлива по числу делений за время измерения. В рамках комбинированного метода устранено несоответствие формы спектра антинейтрино в области 6 МэВ.

Благодарности

В заключение я выражаю благодарность и признательность своему научному руководителю Валерию Витальевичу Синеву за научное руководство, всестороннюю поддержку и помощь во время подготовки материала и написания диссертации, Леониду Борисовичу Безрукову – зав. лабораторией гамма-астрономии и реакторных нейтрино (ЛГАРН), за полезные замечания и критику.

Также хочу поблагодарить Н. Ю. Агафонову и Ю. Н. Ерошенко за ценные замечания, содержательные дискуссии и поддержку.

Я благодарна всему коллективу лаборатории ЛГАРН за искренний интерес и дружескую атмосферу. Также хочу выразить свою признательность всему коллективу ИЯИ РАН, с кем довелось работать, и всем, благодаря кому эта работа воплотилась в жизнь.

Список сокращений и условных обозначений

ILL	Institut Laue–Langevin
PXE	Phenyl-Xylyl-Ethane
SVD	Singular Value Decomposition
АЭС	атомная электростанция
ВВЭР	водо-водяной энергетический реактор
ИАЭ	Института атомной энергии им. И. В. Курчатова
ИЯИ РАН	Институт ядерных исследований Российской академии наук
МАГАТЭ	Международное агентство по атомной энергии
МИФИ	Московский инженерно-физический институт
НД-1	нейтринный детектор
НИЦ КИ	Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
ОБР	реакция обратного бета-распада
РОНС	Ровенский нейтринный спектрометр
ФЭУ	фотоэлектронный умножитель
ЭВМ	электронная вычислительная машина

Список литературы

1. *Pontecorvo, B.* Inverse β -Decay / B. Pontecorvo // Chalk River Laboratory. — 1946.
2. Detection of the free neutrino: A Confirmation / C. L. Cowan [et al.] // *Science*. — 1956. — Vol. 124. — P. 103—104. — DOI: [10.1126/science.124.3212.103](https://doi.org/10.1126/science.124.3212.103).
3. Бета-излучение продуктов деления / В. М. Колобашкин [et al.] ; ed. by Т. А. Солдатенкова. — Москва : Атомиздат, 1978. — 472 p.
4. *Bilen'kii, S. M.* Lepton mixing and neutrino oscillations / S. M. Bilen'kii, B. Pontecorvo // *Usp. Fiz. Nauk*. — 1977. — Vol. 123, no. 10. — P. 181—215. — DOI: [10.3367/UFNr.0123.197710b.0181](https://doi.org/10.3367/UFNr.0123.197710b.0181). — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1977/10/b/>.
5. *Bilen'kii, S. M.* Neutrino masses, mixing and oscillations / S. M. Bilen'kii // *Usp. Fiz. Nauk*. — 2003. — Vol. 173, no. 11. — P. 1171—1186. — DOI: [10.3367/UFNr.0173.200311b.1171](https://doi.org/10.3367/UFNr.0173.200311b.1171). — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2003/11/b/>.
6. *Reines, F.* Detection of the free neutrino / F. Reines, C. L. Cowan // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 92. — P. 830—831.
7. *Reines, F.* Free anti-neutrino absorption cross-section. 1: Measurement of the free anti-neutrino absorption cross-section by protons / F. Reines, C. L. Cowan // *Phys. Rev.* — 1959. — Vol. 113. — P. 273—279. — DOI: [10.1103/PhysRev.113.273](https://doi.org/10.1103/PhysRev.113.273).
8. *Nezrick, F. A.* Fission-Antineutrino Interaction with Protons / F. A. Nezrick, F. Reines // *Phys. Rev.* — 1966. — Feb. — Vol. 142, issue 4. — P. 852—870. — DOI: [10.1103/PhysRev.142.852](https://doi.org/10.1103/PhysRev.142.852). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.142.852>.
9. Search for neutrino oscillations at a fission reactor / H. Kwon [et al.] // *Phys. Rev. D*. — 1981. — Sept. — Vol. 24, issue 5. — P. 1097—1111. — DOI: [10.1103/PhysRevD.24.1097](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.1097). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.24.1097>.
10. Study of reactor anti-neutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant / Y. Declais [et al.] // *Phys. Lett. B*. — 1994. — Vol. 338. — P. 383—389. — DOI: [10.1016/0370-2693\(94\)91394-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)91394-3).

11. A study of the reaction $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow e^{++} + n$ on a nuclear reactor / A. Afonin [et al.] // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1988. — Vol. 67, no. 2. — P. 213.
12. Neutrino-oscillation experiments at the Gösigen nuclear power reactor / G. Zacek [et al.] // Phys. Rev. D. — 1986. — Nov. — Vol. 34, issue 9. — P. 2621—2636. — DOI: [10.1103/PhysRevD.34.2621](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.34.2621). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.34.2621>.
13. Search for Neutrino Oscillations at the Palo Verde Nuclear Reactors / F. Boehm [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Apr. — Vol. 84, issue 17. — P. 3764—3767. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.84.3764](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.3764). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.3764>.
14. *Mikaelyan, L. A.* Neutrino Laboratory in the Atomic Plant (fundamental) and applied research / L. A. Mikaelyan // Proceedings of the International Conference “Neutrino-77”. — 1978. — Vol. 2. — P. 383—387.
15. *Боровой, А. А.* О нейтринной диагностике внутриреакторных процессов / А. А. Боровой, Л. А. Микаэлян // Препринт ИАЭ. — 1975. — No. 2546.
16. *Боровой, А. А.* О возможности практического использования нейтрино / А. А. Боровой, Л. А. Микаэлян // Атомная энергия. — 1978. — Vol. 44, issue 6. — P. 508—511.
17. Измерение выгорания ядерного топлива в реакторе по нейтринному излучению / В. А. Коровкин [et al.] // Атомная энергия. — 1984. — Vol. 56. — P. 214—218.
18. Измерение энерговыработки энергетического реактора методом регистрации нейтрино / В. А. Коровкин [et al.] // Атомная энергия. — 1988. — Vol. 65, issue 3. — P. 169—173.
19. Дистанционное мониторингирование энерговыработки реактора по его нейтринному излучению, как возможное средство контроля ядерных материалов на РАЭС / С. Н. Кетов, И. В. Коннов, В. И. Копейкин, [et al.] // IAEA-SM-293. — Вена, 1986. — P. 124—126.
20. Nuclear Security Applications of Antineutrino Detectors: Current Capabilities and Future Prospects / A. Bernstein [et al.] // Sci. Global Secur. — 2010. — Vol. 18. — P. 127—192. — DOI: [10.1080/08929882.2010.529785](https://doi.org/10.1080/08929882.2010.529785). — arXiv: [0908.4338](https://arxiv.org/abs/0908.4338) [nucl-ex].

21. Neutrino Control of Reactors for the Implementation of the IAEA Safeguards Regarding Floating Nuclear Power Units / E. P. Velikhov [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. — 2022. — Vol. 85. — P. 1380—1382. — URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:257498762>.
22. Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — May. — Vol. 83, issue 5. — P. 054615. — DOI: [10.1103/PhysRevC.83.054615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.054615). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.054615>.
23. *Huber, P.* Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors / P. Huber // Phys. Rev. C. — 2011. — Aug. — Vol. 84, issue 2. — P. 024617. — DOI: [10.1103/PhysRevC.84.024617](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024617). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.024617>.
24. Reactor antineutrino anomaly / G. Mention [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Apr. — Vol. 83, issue 7. — P. 073006. — DOI: [10.1103/PhysRevD.83.073006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.83.073006>.
25. *Eroshenko, Y. N.* Physics news on the Internet (based on electronic preprints) / Y. N. Eroshenko // Phys. Usp. — 2023. — Vol. 66, no. 2. — P. 219—220. — DOI: [10.3367/UFNe.2023.01.039315](https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.01.039315). — URL: <https://ufn.ru/en/articles/2023/2/i/>.
26. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay / F. P. An [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — June. — Vol. 118, issue 25. — P. 251801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.118.251801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.251801). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.251801>.
27. Fuel-Composition Dependent Reactor Antineutrino Yield at RENO / G. Bak [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — June. — Vol. 122, issue 23. — P. 232501. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.232501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.232501). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.232501>.
28. *Mikaelyan, L.* Searches for sterile neutrinos at reactor / L. Mikaelyan, V. Sinev // Phys. Atom. Nucl. / ed. by Y. G. Abov. — 1999. — Vol. 62. — P. 2008—2012. — arXiv: [hep-ph/9811228](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9811228).
29. Search for sterile neutrinos in gallium experiments with artificial neutrino sources / V. N. Gavrin [et al.] // Physics of Particles and Nuclei. — 2017. — Vol. 48. — P. 967—969. — URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:125535262>.

30. *Serebrov, A. P.* A Comment on the note arXiv:2006.13147 on arXiv:2005.05301, "Preparation of the Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino and the obtained results of measurements" / A. P. Serebrov, R. M. Samoiloov. — 2020. — June. — arXiv: [2006.13639](https://arxiv.org/abs/2006.13639) [[hep-ex](#)].
31. Searches for sterile neutrinos at the DANSS experiment / D. Svirida [et al.] // PoS / ed. by A. Marrone, A. Mirizzi, D. Montanino. — 2019. — Vol. NOW2018. — P. 066. — DOI: [10.22323/1.337.0066](https://doi.org/10.22323/1.337.0066).
32. *Naumov, V. A.* Reactor Antineutrino Anomaly Reanalysis in Context of Inverse-Square Law Violation / V. A. Naumov, D. S. Shkirmanov // Universe. — 2021. — Vol. 7, no. 7. — DOI: [10.3390/universe7070246](https://doi.org/10.3390/universe7070246). — URL: <https://www.mdpi.com/2218-1997/7/7/246>.
33. *Berryman, J. M.* Sterile Neutrinos and the Global Reactor Antineutrino Dataset / J. M. Berryman, P. Huber // JHEP. — 2021. — Vol. 01. — P. 167. — DOI: [10.1007/JHEP01\(2021\)167](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2021)167). — arXiv: [2005.01756](https://arxiv.org/abs/2005.01756) [[hep-ph](#)].
34. *Denton, P. B.* A Statistical Analysis of the COHERENT Data and Applications to New Physics / P. B. Denton, J. Gehrlein // JHEP. — 2021. — Vol. 04. — P. 266. — DOI: [10.1007/JHEP04\(2021\)266](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2021)266). — arXiv: [2008.06062](https://arxiv.org/abs/2008.06062) [[hep-ph](#)].
35. *Neumair, B. M. M.* Data Analysis in Sterile Neutrino Searches : PhD thesis / Neumair Birgit Marina Monika. — Munich, Tech. U., Munich, Tech. U., 2021.
36. Search for large extra dimensions in the DANSS experiment / I. G. Alekseev [et al.] // Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 2025. — Vol. 122, no. 1. — P. 3—9. — DOI: [10.31857/S0370274X25070011](https://doi.org/10.31857/S0370274X25070011).
37. *Silaeva, S. V.* Simulation of an experiment on looking for sterile neutrinos at nuclear reactor / S. V. Silaeva, V. V. Sinev. — 2020. — Jan. — arXiv: [2001.10752](https://arxiv.org/abs/2001.10752) [[hep-ph](#)].
38. *Kopeikin, V. I.* Spectrum of electronic reactor anti-neutrinos / V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, V. V. Sinev // Phys. Atom. Nucl. — 1997. — Vol. 60. — P. 172—176.
39. Measurement of the electron anti-neutrino spectrum of a nuclear reactor / Y. V. Klimov [et al.] // Sov. J. Nucl. Phys. — 1990. — Vol. 52. — P. 994—998.
40. Double Chooz project: Status of a reactor experiment aimed at searches for neutrino oscillations / V. I. Kopeikin [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2009. — Vol. 72. — P. 279—285. — DOI: [10.1134/S1063778809020124](https://doi.org/10.1134/S1063778809020124).

41. Double Chooz θ_{13} measurement via total neutron capture detection / H. de Kerret [et al.] // Nature Phys. — 2020. — Vol. 16, no. 5. — P. 558—564. — DOI: [10.1038/s41567-020-0831-y](https://doi.org/10.1038/s41567-020-0831-y). — arXiv: [1901.09445](https://arxiv.org/abs/1901.09445) [hep-ex].
42. Improved Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay / F. P. An [et al.] // Chin. Phys. C. — 2017. — Vol. 41, no. 1. — P. 013002. — DOI: [10.1088/1674-1137/41/1/013002](https://doi.org/10.1088/1674-1137/41/1/013002). — arXiv: [1607.05378](https://arxiv.org/abs/1607.05378) [hep-ex].
43. Measurement of reactor antineutrino flux and spectrum at RENO / S. G. Yoon [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104, no. 11. — P. L111301. — DOI: [10.1103/PhysRevD.104.L111301](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.L111301). — arXiv: [2010.14989](https://arxiv.org/abs/2010.14989) [hep-ex].
44. New Antineutrino Spectra of Nuclear-Reactor Fissile Isotopes: Experiment and Calculations / A. P. Vlasenko [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2022. — Vol. 85, no. 6. — P. 690—700. — DOI: [10.1134/S1063778823010611](https://doi.org/10.1134/S1063778823010611). — arXiv: [2210.00836](https://arxiv.org/abs/2210.00836) [nucl-ex].
45. Antineutrino Spectra of $^{235,238}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$ Taken from the Double Chooz Experiment / A. P. Vlasenko [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2023. — Vol. 86, no. 6. — P. 1178—1188. — DOI: [10.1134/S1063778824010599](https://doi.org/10.1134/S1063778824010599).
46. *Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ. Формирование энергетического спектра антинейтрино от реактора (AnuReactorSpectrum)* [Text] / В. В. Синев, С. В. Ингерман (Российская Федерация) ; Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. — No. 2025685416 ; 11/09/2025 ; Бюл. № 10, 2025684069 (Российская Федерация). — URL: <https://fips.ru/EGD/af3421f6-2ba6-4d35-8efc-68b72104ffd1>.
47. *Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ. Распределение вероятностей ветвей бета-переходов бета-активных ядер для двух баз ядерных данных (Probability_view)* [Text] / В. В. Синев, С. В. Ингерман (Российская Федерация) ; Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. — No. 2025685395 ; 11/09/2025 ; Бюл. № 10, 2025684067 (Российская Федерация). — URL: <https://fips.ru/EGD/d1fd19b1-4a3c-4a97-84ae-e6040522aa24>.

48. *Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ. Отображение спектров антинейтрино продуктов деления с учетом всех ветвей бета-распада (Chain_view) [Text] / В. В. Синева, С. В. Ингерман (Российская Федерация) ; Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. — No. 2025685415 ; Бюл. № 10 ; 11/09/2025, 2025683946 (Российская Федерация). — URL: <https://fips.ru/EGD/f948f02c-a08b-42ed-87f1-3a2d4ae2289d>.*
49. *Kopeikin, V. Reactor as a source of antineutrinos: Thermal fission energy / V. Kopeikin, L. Mikaelyan, V. Sinev // Phys. Atom. Nucl. — 2004. — Vol. 67. — P. 1892—1899. — DOI: [10.1134/1.1811196](https://doi.org/10.1134/1.1811196). — arXiv: [hep-ph/0410100](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0410100).*
50. *Kopeikin, V. I. Measurement of the Ratio of Cumulative Spectra of Beta Particles from ^{235}U and ^{239}Pu Fission Products for Solving Problems of Reactor-Antineutrino Physics / V. I. Kopeikin, Y. N. Panin, A. A. Sabelnikov // Phys. Atom. Nucl. — 2021. — Vol. 84, no. 1. — P. 1—10. — DOI: [10.1134/S1063778821010129](https://doi.org/10.1134/S1063778821010129).*
51. *Popov, D. V. Model for the Conversion of Beta Spectra from Fission Products of Uranium and Plutonium Isotopes into Antineutrino Spectra / D. V. Popov, M. D. Skorokhvatov // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2023. — Vol. 20, no. 1. — P. 1—9. — DOI: [10.1134/S1547477123010089](https://doi.org/10.1134/S1547477123010089).*
52. *Silaeva, S. V. The reactor antineutrino spectrum calculation / S. V. Silaeva, V. V. Sinev. — 2021. — arXiv: [2012.09917](https://arxiv.org/abs/2012.09917) [nucl-ex]. — URL: <https://arxiv.org/abs/2012.09917>.*
53. *Нейтринный эксперимент по обратному бета-распаду на атомном реакторе / А. Афонин [et al.] // Письма в ЖЭТФ. — 1983. — Vol. 37, issue 2. — P. 122—124.*
54. *Sinev, V. V. Experimental spectrum of reactor antineutrinos and spectra of main fissile isotopes / V. V. Sinev // Phys. Atom. Nucl. — 2013. — Vol. 76. — P. 537—543. — DOI: [10.1134/S106377881304011X](https://doi.org/10.1134/S106377881304011X).*
55. *Blobel, V. Unfolding Methods in High-energy Physics Experiments / V. Blobel // 1984 CERN School of Computing. — 12/1984.*
56. *Hocker, A. SVD approach to data unfolding / A. Hocker, V. Kartvelishvili // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1996. — Vol. 372. — P. 469—481. — DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)01478-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)01478-0). — arXiv: [hep-ph/9509307](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9509307).*

57. Antineutrino energy spectrum unfolding based on the Daya Bay measurement and its applications / F. P. An [et al.] // *Chin. Phys. C.* — 2021. — Vol. 45, no. 7. — P. 073001. — DOI: [10.1088/1674-1137/abfc38](https://doi.org/10.1088/1674-1137/abfc38). — arXiv: [2102.04614](https://arxiv.org/abs/2102.04614) [[hep-ex](#)].
58. *Golub, G. H. Singular Value Decomposition and Least Squares Solutions* / G. H. Golub, C. Reinsch // *Linear Algebra* / ed. by F. L. Bauer. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1971. — P. 134—151. — DOI: [10.1007/978-3-662-39778-7_10](https://doi.org/10.1007/978-3-662-39778-7_10). — URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-39778-7_10.
59. *Форсайт, Д. МАШИННЫЕ МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКИХ ВЫЧИСЛЕНИЙ* / Д. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер ; ed. by И. А. Маховая. — Москва : МИР, 1980. — 277 p.
60. *Blobel, V. Unfolding – Linear Inverse Problems* / V. Blobel. — 05/2010. — URL: <https://www.desy.de/~sschmitt/blobel/WorkshopMay10.pdf>.
61. *Avignone, F. T. Calculated spectra of antineutrinos from the fission products of ^{235}U , ^{238}U , and ^{239}Pu , and antineutrino-induced reactions* / F. T. Avignone, Z. D. Greenwood // *Phys. Rev. C.* — 1980. — Aug. — Vol. 22, issue 2. — P. 594—605. — DOI: [10.1103/PhysRevC.22.594](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.22.594). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.22.594>.
62. *Копейкин, В. И. β -спектры от смеси продуктов деления (расчет и анализкорреляций)* / В. И. Копейкин // *Ядерная физика.* — 1980. — Vol. 32, issue 1, no. 7. — P. 62—69.
63. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions II / P. Vogel [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 1981. — Vol. 24, no. 4. — P. 1543—1553.
64. *Klapdor, H. V. Antineutrino spectrum from the fission products of ^{239}Pu* / H. V. Klapdor, J. Metsinger // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Vol. 48, no. 3. — P. 127—131.
65. Спектр и сечение взаимодействия антинейтрино, излучаемых ядерным реактором / П. М. Рубцов [et al.] // *Ядерная физика.* — 1987. — Vol. 46, issue 4, no. 10. — P. 1028—1037.
66. *Синев, В. В. Измерение спектра реакторных антинейтрино при помощи светосильного спектрометра РОИС: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16* / В. В. Синев. — Москва, 2003. — 101 p.

67. Измерения в потоке антинейтрино Ровенской АЭС на спектрометре РОНС / А. И. Афонин [et al.]. — Москва : Препринт ИАЭ-4746/2, 1988. — 24С.
68. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV / K. Schreckenbach [et al.] // *Physics Letters B*. — 1985. — Vol. 160, no. 4. — P. 325—330. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)91337-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91337-1). — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385913371>.
69. Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products / A. A. Hahn [et al.] // *Physics Letters B*. — 1989. — Vol. 218. — P. 365—368. — URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:116898839>.
70. *von Feilitzsch, F.* Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra / F. von Feilitzsch, A. Hahn, K. Schreckenbach // *Physics Letters B*. — 1982. — Vol. 118, no. 1. — P. 162—166. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90622-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90622-0). — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269382906220>.
71. Live Chart of Nuclides. — URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
72. ENSDF. — URL: <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
73. NuDat. — URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
74. *Avignone, F. T.* Theoretical Fission-Antineutrino Spectrum and Cross Section of the Reaction $^3\text{He}(\bar{\nu}_e, e^+)^3\text{H}$ / F. T. Avignone, S. M. Blakeship, C. W. Darden // *Phys. Rev.* — 1968. — June. — Vol. 170, issue 4. — P. 931—934. — DOI: [10.1103/PhysRev.170.931](https://doi.org/10.1103/PhysRev.170.931). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.170.931>.
75. *Avignone, F. T.* *V – A* Elastic Scattering of Electrons by Fission Antineutrinos / F. T. Avignone // *Phys. Rev. D*. — 1970. — Dec. — Vol. 2, issue 11. — P. 2609—2612. — DOI: [10.1103/PhysRevD.2.2609](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.2.2609). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.2.2609>.
76. *Avignone, F. T.* Weak neutral disintegration of the deuteron by reactor antineutrinos / F. T. Avignone, Z. D. Greenwood // *Phys. Rev. D*. — 1978. — Jan. — Vol. 17, issue 1. — P. 154—158. — DOI: [10.1103/PhysRevD.17.154](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.17.154). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.17.154>.

77. *III, F. T. A.* Theoretical Beta Spectrum from Uranium-235 Fission Fragments in Secular Equilibrium / F. T. A. III, L. P. Hopkins, Z. D. Greenwood // Nuclear Science and Engineering. — 1979. — Vol. 72, no. 2. — P. 216—221. — DOI: [10.13182/NSE79-A19465](https://doi.org/10.13182/NSE79-A19465). — eprint: <https://doi.org/10.13182/NSE79-A19465>. — URL: <https://doi.org/10.13182/NSE79-A19465>.
78. *Silaeva, S. V.* Test of beta and antineutrino spectra symmetry in beta-decay / S. V. Silaeva, V. V. Sinev. — 2021. — Feb. — arXiv: [2102.12991](https://arxiv.org/abs/2102.12991) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/2102.12991)].
79. *Strumia, A.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section / A. Strumia, F. Vissani // Physics Letters B. — 2003. — Vol. 564, no. 1. — P. 42—54. — DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(03\)00616-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00616-6). — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303006166>.
80. *Копейкин, В. И.* Спектры электронов и антинейтрино от осколков деления ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu тепловыми и ^{238}U быстрыми нейтронами / В. И. Копейкин // Ядерная физика. — 1980. — Vol. 32, issue 6, no. 12. — P. 1507—1513.
81. *Kopeikin, V.* Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between U235 and Pu239 β spectra / V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, O. Titov // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104, no. 7. — P. L071301. — DOI: [10.1103/PhysRevD.104.L071301](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.L071301). — arXiv: [2103.01684](https://arxiv.org/abs/2103.01684) [[nucl-ex](https://arxiv.org/abs/2103.01684)].
82. Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant / Y. Declais [et al.] // Physics Letters B. — 1994. — Vol. 338, no. 2. — P. 383—389. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(94\)91394-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(94)91394-3). — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269394913943>.
83. Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of ^{238}U / N. Haag [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112, no. 12. — P. 122501. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.122501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.122501). — arXiv: [1312.5601](https://arxiv.org/abs/1312.5601) [[nucl-ex](https://arxiv.org/abs/1312.5601)].
84. The Double Chooz antineutrino detectors / H. de Kerret [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Vol. 82, no. 9. — P. 804. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-022-10726-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10726-x). — arXiv: [2201.13285](https://arxiv.org/abs/2201.13285) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/2201.13285)].
85. Yields and production rates of cosmogenic ^9Li and ^8He measured with the Double Chooz near and far detectors / H. de Kerret [et al.] // JHEP. — 2018. — Vol. 11. — P. 053. — DOI: [10.1007/JHEP11\(2018\)053](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2018)053). — arXiv: [1802.08048](https://arxiv.org/abs/1802.08048) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/1802.08048)].

86. Uranium and Plutonium antineutrino spectra taken by summation method used to fit experimentally measured reactor antineutrino spectrum / V. Sinev [et al.]. — 2025. — May. — arXiv: [2505.11513](https://arxiv.org/abs/2505.11513) [[nucl-ex](#)].
87. Final Measurement of the ^{235}U Antineutrino Energy Spectrum with the PROSPECT-I Detector at HFIR / M. Andriamirado [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2023. — July. — Vol. 131, issue 2. — P. 021802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.021802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.021802). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.021802>.

Список рисунков

- 2.1 План расположения нейтринной подземной лаборатории под вторым блоком Ровенской АЭС [66]. 28
- 2.2 Спектрометр РОНС на транспортной телеге [66]. 1 – корпус (прямоугольный бак из оргстекла), 2 – тонкостеночный объем для сцинтиллятора, 3 – кольцевой объем (540 л), 4 – центральный объем (мишень, 510 л), 5 – тонкие зеркальные светоотражатели, 6 – световоды (чистое парафиновое масло), 7 – фотоэлектронные умножители ФЭУ-125, 8 – борированный полиэтилен. 29
- 2.3 Спектрометр РОНС в защитном доме [67]. 1 – спектрометр РОНС на телеге, 2 – фотоумножители, 3 – откатная защитная дверь, 4 – сцинтилляционные пластины активной защиты, 5 – полиэтиленовая пассивная защита, 6 – баки активной защиты с жидким сцинтиллятором. 30
- 2.4 Спектры позитронов и антинейтрино реакции ОБР (1). ■ – экспериментальный спектр позитронов, ● – спектр позитронов, поправленный на шкалу и функцию отклика детектора, ▲ – экспериментальный спектр антинейтрино (правая шкала). Шкала энергии, отвечает наблюдаемой для позитронного спектра и энергии антинейтрино для спектра антинейтрино. 31
- 2.5 Сравнение спектров антинейтрино из работ [68–70] (●) и [22] (■) со спектрами, полученными в работе [54] (сплошные линии). а – ^{235}U , б – ^{239}Pu , в – ^{238}U , г – ^{241}Pu . Приведено отношение спектра, измеренного в Ровно, к сравниваемым спектрам. 32
- 2.6 Распределение выходов осколков ^{cum}Y на акт деления для четырех основных делящихся изотопов урана и плутония: 1 – ^{235}U , 2 – ^{238}U , 3 – ^{239}Pu , 4 – ^{241}Pu , составляющих ядерное топливо реактора. В области малых значений массы осколка наблюдаются легкие ядра, принимающие участие в тройном делении. 37
- 2.7 Модельная схема распада дочернего ядра для ядер с неизвестными схемами распада. 38
- 2.8 Схематичное представление силовой функции (2.1). 39

- 2.9 Вероятности перехода для нуклида ^{144}Ba и предполагаемых гипотетических ветвей как гауссовы, которые использовались для изменения формы спектра. 40
- 2.10 Вероятности перехода для нуклида $^{75}_{30}\text{Zn}$ и предполагаемых гипотетических ветвей как гауссовы, которые использовались для изменения формы спектра. 40
- 2.11 Результат описания экспериментальных спектров антинейтрино из работы [54] расчетными: а – ^{238}U , б – ^{235}U , в – ^{241}Pu , г – ^{239}Pu . Точки с ошибкой - экспериментальный спектр, кривая – описывающий расчетный спектр. 44
- 2.12 Рассчитанные с уточненной базой осколков деления энергетические спектры антинейтрино: 1 – ^{238}U , 2 – ^{235}U , 3 – ^{241}Pu , 4 – ^{239}Pu 45
- 2.13 Отношение спектра антинейтрино, сформированного из смеси расчетных спектров, к спектру из работы [39] при одинаковом составе топлива - кривая с черными точками. Спектр из работы [39] вычислен по формуле (1.5). Погрешность для экспериментального спектра показана сплошными линиями. 46
- 2.14 Отношение спектров антинейтрино, полученных в данной работе, к спектрам из работ [22; 23] - черные точки: а – ^{235}U , б – ^{238}U , в – ^{239}Pu , г – ^{241}Pu . Показана оцененная погрешность расчетных спектров - сплошные кривые сверху и снизу. 47
- 2.15 Отношение спектров антинейтрино ^{235}U и ^{239}Pu , полученные в настоящей работе – черные точки. Сплошная линия 1 – отношение спектров бета-электронов урана и плутония из работы [81]. 2 – отношение соответствующих спектров антинейтрино ILL [68; 69]. 48
- 3.1 Схема расположения детекторов в эксперименте Double Chooz [84]. 53
- 3.2 Конструкция детектора Double Chooz. 54
- 3.3 Спектр позитрон подобных событий, измеренный в эксперименте Double Chooz (точки с ошибкой). Также показаны фоны: 1 - случайные совпадения, 2 - бета-спектр ^9Li и ^9He , возникающий в результате прохождения мюона через сцинтиллятор, 3 - быстрые нейтроны и остановленные мюоны. Сплошная линия - моделирование Монте–Карло суммы нейтринного эффекта от двух реакторов и фонов. 56

- 3.4 Спектр позитронов из эксперимента Double Chooz - черные точки с ошибками, Спектр позитронов, рассчитанный методом Монте–Карло для детектора Double Chooz с использованием спектра антинейтрино из работы [44] - сплошная линия. Значения даны на бин в 0.25 МэВ. 57
- 3.5 Смоделированный спектр позитронов методом Монте–Карло и идеальный спектр, полученный перемножением спектра антинейтрино и сечения реакции ОБР (верхняя панель). Функция пересчета экспериментального спектра позитронов в идеальный (нижняя панель), полученная делением спектров из верхней панели. 67
- 3.6 Спектр антинейтрино из эксперимента Double Chooz, полученный для среднего состава топлива (3.1). Спектр восстановлен при помощи функции пересчета из рис. 3.5. 68
- 3.7 Отношение спектра ^{235}U к сумме всех спектров с весами, соответствующими составу активной зоны во время измерения Double Chooz. 1 – Meuller [22], 2 – ILL [68; 69], 3 – Popov [51; 81], 4 – Vogel [63], 5 – MEPHI [65]. 69
- 3.8 Экспериментальные спектры антинейтрино делящихся изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , полученные путем разделения экспериментального спектра Double Chooz (3.2). 1 – ^{238}U , 2 – ^{235}U , 3 – ^{241}Pu , 4 – ^{239}Pu . Черные точки с ошибкой – спектр Double Chooz. 70
- 3.9 Сравнение экспериментальных и расчетных спектров антинейтрино делящихся изотопов урана и плутония. Черные точки с ошибкой - экспериментальный спектр, сплошная линия - расчетный спектр. На вкладках: а - спектр ^{235}U , б - спектр ^{238}U , в - спектр ^{239}Pu и г - спектр ^{241}Pu 71
- 3.10 Расчетные энергетические спектры антинейтрино основных делящихся изотопов урана и плутония полученные в результате описания экспериментальных спектров Double Chooz. 72
- 3.11 Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{235}U на каждом этапе итерации. 73
- 3.12 Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{238}U на каждом этапе итерации. 73
- 3.13 Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{239}Pu на каждом этапе итерации. 74

3.14	Динамика поведения расчетного спектра антинейтрино для ^{241}Pu на каждом этапе итерации.	74
4.1	Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР (1).	77
4.2	Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента Double Chooz.	78
4.3	Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента Daya Bay.	78
4.4	Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента RENO.	79
4.5	Экспериментальные спектры антинейтрино с учетом сечения реакции ОБР для эксперимента PROSPECT.	79
4.6	Экспериментальные сечения реакции ОБР.	84

Список таблиц

1	Результат процедуры минимизации χ_m^2 с учетом функции Ферми и без учета функции	43
2	Спектры антинейтрино ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu за два года облучения топлива в единицах МэВ^{-1} деление $^{-1}$	51
3	Число антинейтрино на акт деления, [деление $^{-1}$]	52
4	Сечение реакции ОБР (1) до 9 МэВ, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [$\text{см}^2/\text{деление}$]	52
5	Сечения реакции ОБР (1) с полученными расчетными спектрами антинейтрино для ряда экспериментов с большой статистикой, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [$\text{см}^2/\text{деление}$]	52
6	Сечение реакции ОБР (1) $\sigma_f \times 10^{-43}$ [$\text{см}^2/\text{деление}$], рассчитанные со спектрами антинейтрино ряда авторов. Сечение σ_{DC} усредненное по всем изотопам с весами (3.1).	60
7	Отношение наиболее точных экспериментальных сечений реакции ОБР (1) $\sigma_i \times 10^{-43}$ [$\text{см}^2/\text{деление}$] к сечению, рассчитанному по полученным спектрам из данной работы σ_ν	61
8	Сечения спектров антинейтрино σ_i , рассчитанные для состава активной зоны Double Chooz (3.1) и их отношение к сечению данной работы σ_ν , рассчитанному для того же состава активной зоны.	61
9	Спектры антинейтрино урана и плутония за два года облучения топлива в единицах МэВ^{-1} деление $^{-1}$. В скобках указан десятичный порядок.	62
10	Процедура минимизации в зависимости от итерации m	64
11	Сечения на акт деления, [деление $^{-1}$]	65
12	Экспериментальные сечения реакции ОБР (1) для экспериментов с большой статистикой, $\sigma_f \times 10^{-43}$ [$\text{см}^2/\text{деление}$] и расчет с использованием наших спектров урана и плутония. Также приведено сечение для спектра ^{235}U , полученное с использованием (4.3)	80
13	Расчетные сечения реакции ОБР для спектров антинейтрино основных делящихся изотопов, $^i\sigma \times 10^{-43}$ [$\text{см}^2/\text{деление}$]	81
14	Спектры антинейтрино урана и плутония в единицах МэВ^{-1} деление $^{-1}$. В скобках указан десятичный порядок.	81

- 15 Ядра, далекие от линии бета-стабильности с рассчитанными вероятностями бета-переходов (*estimated* = 2, оцененные ядра). В колонках представлены значения: Нуклид – обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ – период полураспада; Q_{decay} , кэВ – энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB), кэВ – значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (Nuclide), кэВ – значение энергии бета-переходов с максимальной вероятностью в стандартной базе данных 104
- 16 Ядра, у которых отсутствуют экспериментальные данные о схемах распада, имеют оцененный период полураспада и большую энергию бета-перехода (*unknown* = 0). В колонках представлены значения: Нуклид – обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ – период полураспада; Q_{decay} , кэВ – энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB), кэВ – значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе; 112
- 17 Ядра, далекие от линии бета-стабильности с рассчитанными вероятностями бета-переходов (*estimated* = 2, оцененные ядра). В колонках представлены значения: Нуклид – обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ – период полураспада; Q_{decay} , кэВ – энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB), кэВ – значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (Nuclide), кэВ – значение энергии бета-переходов с максимальной вероятностью в стандартной базе данных 122
- 18 Ядра, у которых отсутствуют экспериментальные данные о схемах распада, имеют оцененный период полураспада и большую энергию бета-перехода (*unknown* = 0). В колонках представлены значения: Нуклид – обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ – период полураспада; Q_{decay} , кэВ – энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB), кэВ – значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе; 129

Приложение А

База данных параметров бета-активных атомных ядер

А.1 Эксперимент РОНС

Таблица 15 — Ядра, далекие от линии бета-стабильности с рассчитанными вероятностями бета-переходов (*estimated* = 2, оцененные ядра). В колонках представлены значения: Нуклид – обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ – период полураспада; Q_{decay} , кэВ – энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB), кэВ – значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе; $E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide), кэВ – значение энергии бета-переходов с максимальной вероятностью в стандартной базе данных

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{60}_{24}\text{Cr}$	0.49 s	6059	6059	6059
$^{61}_{24}\text{Cr}$	0.234 s	9246	9246	9246
$^{61}_{25}\text{Mn}$	0.709 s	7178	3578	6549
$^{62}_{24}\text{Cr}$	0.206 s	7671	3771	7671
$^{62}_{25}\text{Mn}$	0.671 s	8680	8680	8680
	0.092 s	10354	7054	7254
$^{63}_{26}\text{Fe}$	6.1 s	6216	4016	6060
$^{64}_{25}\text{Mn}$	0.09 s	11981	5981	11403
$^{64}_{26}\text{Fe}$	2 s	4823	4823	4823
$^{64}_{27}\text{Co}$	0.3 s	7307	4823	7307
$^{65}_{26}\text{Fe}$	0.81 s	7967	7967	6294
$^{65}_{27}\text{Co}$	1.16 s	5940.6	4141	5940.6
$^{66}_{27}\text{Co}$	0.2 s	9598	9598	7218
$^{67}_{27}\text{Co}$	0.425 s	8421	8421	7986
$^{68}_{28}\text{Ni}$	29 s	2103	1903	2103
$^{69}_{27}\text{Co}$	0.227 s	9590	9590	8895
$^{69}_{28}\text{Ni}$	11.4 s	6079	4579	6079
	3.5 s	5758	4558	3001

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{70}_{28}\text{Ni}$	6 s	3762.5	1962	3520
$^{71}_{28}\text{Ni}$	2.56 s	7305	7305	4753
$^{71}_{29}\text{Cu}$	19.4 s	4618	4618	4128
$^{72}_{27}\text{Co}$	0.0599 s	13930	2830	11337
$^{72}_{28}\text{Ni}$	1.57 s	5557	3857	5181
$^{72}_{29}\text{Cu}$	6.63 s	8363	5563	7709
$^{73}_{28}\text{Ni}$	0.84 s	8879	8879	7860
$^{73}_{29}\text{Cu}$	4.2 s	6606	6156	6156
$^{73}_{30}\text{Zn}$	24.5 s	4106	1906	4106
$^{74}_{29}\text{Cu}$	1.63 s	9751	8751	9145
$^{74}_{30}\text{Zn}$	95.6 s	2293	2293	2088
$^{75}_{29}\text{Cu}$	1.224 s	8088.7	5689	6944
$^{75}_{30}\text{Zn}$	10.2 s	5906	5906	5906
$^{76}_{29}\text{Cu}$	0.641 s	11321.4	5621	11100
$^{76}_{30}\text{Zn}$	5.7 s	3993.6	1993.6	3720
$^{77}_{29}\text{Cu}$	0.4698 s	9926.4	5826	9926.4
$^{77}_{30}\text{Zn}$	1.05 s	7975	7975	7975
	2.08 s	7975	7203	5065
$^{78}_{29}\text{Cu}$	0.335 s	12694	2494	5990
$^{78}_{30}\text{Zn}$	1.47 s	6220.8	6220.8	5362
$^{78}_{31}\text{Ga}$	5.09 s	8158	5758	5490
$^{79}_{30}\text{Zn}$	0.746 s	9116	9116	8244
$^{79}_{31}\text{Ga}$	2.848 s	6980	6980	6980
$^{79}_{32}\text{Ge}$	39 s	4295	1995	2405
	18.98 s	4110	1910	4110
$^{80}_{30}\text{Zn}$	0.5619 s	7575	7575	6125
$^{80}_{31}\text{Ga}$	1.9 s	10312	8212	10312
$^{80}_{32}\text{Ge}$	29.5 s	2679	1979	2644
$^{80}_{33}\text{As}$	15.2 s	5545	5370	5370
$^{81}_{32}\text{Ge}$	6.4 s	6242	6242	3618
	7.6 s	6921	6921	6921
$^{81}_{33}\text{As}$	33.3 s	3856	1956	3800
$^{82}_{30}\text{Zn}$	0.166 s	10617	2417	7243

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{82}_{31}\text{Ga}$	0.6 s	12484	2484	11136
$^{82}_{32}\text{Ge}$	4 s	4690	4690	3596
$^{82}_{33}\text{As}$	13.6 s	7620	7620	4729
	19.1 s	7488	7488	7488
$^{83}_{31}\text{Ga}$	0.3081 s	11719	2419	11719
$^{83}_{34}\text{Se}$	70.1 s	3902	1902	2871
	22.3 m	3673	1973	1026
$^{84}_{33}\text{As}$	4.2 s	10094	10094	8640
$^{85}_{33}\text{As}$	2.021 s	9224	9224	4687
$^{85}_{34}\text{Se}$	32.9 s	6162	6162	6162
$^{86}_{33}\text{As}$	0.945 s	11541	2441	10837
$^{86}_{34}\text{Se}$	14.3 s	5129	5129	2683
$^{87}_{34}\text{Se}$	5.5 s	7466	6431	6431
$^{88}_{34}\text{Se}$	1.53 s	6832	6832	4928
$^{88}_{35}\text{Br}$	16.34 s	8975	7175	8975
$^{89}_{35}\text{Se}$	4.357 s	8262	6562	8233
$^{89}_{36}\text{Kr}$	3.15 m	5177	5177	5177
$^{90}_{35}\text{Br}$	1.91 m	10959	2559	4464
$^{90}_{36}\text{Kr}$	32.32 s	4405	2205	2625
$^{91}_{36}\text{Kr}$	8.57 s	6771	6771	6270
$^{91}_{37}\text{Rb}$	58.2 s	5907	5813	5813
$^{92}_{35}\text{Br}$	0.314 s	12537	2837	12537
$^{92}_{36}\text{Kr}$	1.84 s	6003	3603	4626
$^{93}_{36}\text{Kr}$	1.286 s	8484	5084	5629
$^{93}_{37}\text{Rb}$	5.84 s	7466	7466	7466
$^{94}_{37}\text{Rb}$	2.702 s	10283	7867	7867
$^{95}_{37}\text{Rb}$	0.3777 s	9227	2627	5805
$^{95}_{38}\text{Sr}$	23.9 s	6090	6090	6090
$^{96}_{37}\text{Rb}$	0.203 s	11564	2564	10756
$^{96}_{38}\text{Sr}$	1.07 s	5412	4483	4483
$^{97}_{37}\text{Rb}$	0.1691 s	10062	2562	9847
$^{97}_{38}\text{Sr}$	0.429 s	7535	7535	5258
$^{97}_{39}\text{Y}$	1.17 s	6092	5122	5122

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (Nuclide)
	3.75 s	6892	6689	6689
$^{98}_{37}\text{Rb}$	0.096 s	12323	2523	12180
	0.115 s	12053	2453	9738
$^{98}_{38}\text{Sr}$	0.653 s	5870	3370	5272
$^{99}_{38}\text{Sr}$	0.269 s	8125	2425	8125
$^{99}_{39}\text{Y}$	1.484 s	6849	6849	6247
$^{99}_{40}\text{Zr}$	2.1 s	4350	3950	3700
$^{99}_{41}\text{Nb}$	2.5 m	4000	4000	4000
	15 s	3537	3399	3399
$^{100}_{38}\text{Sr}$	0.2 s	7504	2204	7495
$^{100}_{39}\text{Y}$	0.94 s	8976	8976	8976
	0.732 s	9050	9050	8837
$^{100}_{40}\text{Zr}$	7.1 s	3420	3420	3420
$^{100}_{41}\text{Nb}$	2.99 s	5574	4174	4607
	1.4 s	6396	6396	6396
$^{101}_{37}\text{Rb}$	0.032 s	12757	2557	11539
$^{101}_{38}\text{Sr}$	0.118 s	9730	2430	9505
$^{101}_{39}\text{Y}$	0.45 s	8545	6845	8545
$^{101}_{40}\text{Zr}$	2.3 s	5731	4331	5485
$^{101}_{41}\text{Nb}$	7.1 s	4628	4556	4556
$^{102}_{38}\text{Sr}$	0.069 s	9010	2310	8556
$^{102}_{40}\text{Zr}$	2.9 s	4717	4626	4626
$^{102}_{41}\text{Nb}$	1.3 s	7263	7263	7263
	4.3 s	6467	6467	4730
$^{103}_{43}\text{Tc}$	54.2 s	2662	2662	2662
$^{105}_{41}\text{Nb}$	2.91 s	7415	5515	5836
$^{105}_{42}\text{Mo}$	36.3 s	4960	4868	4868
$^{105}_{43}\text{Tc}$	7.64 m	3650	3650	3650
$^{106}_{42}\text{Mo}$	8.73 s	3648	3648	3054
$^{107}_{43}\text{Tc}$	21.2 s	5113	4820	4820
$^{108}_{41}\text{Nb}$	0.198 s	11204	2304	9824
$^{108}_{42}\text{Mo}$	1.09 s	5174	4174	4191
$^{109}_{43}\text{Tc}$	0.91 s	6456	6456	6456

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (Nuclide)
$^{109}_{44}\text{Ru}$	34.4 s	4261	4261	2335
$^{110}_{41}\text{Nb}$	0.082 s	12230	2430	11137
$^{110}_{42}\text{Mo}$	0.296 s	6499	1999	5739
$^{110}_{43}\text{Tc}$	0.9 s	9038	9038	8798
$^{111}_{43}\text{Tc}$	0.29 s	7761	6161	7081
$^{111}_{44}\text{Ru}$	2.12 s	5519	4319	5690
$^{111}_{45}\text{Rh}$	11 s	3578	3578	3375
$^{112}_{44}\text{Ru}$	1.75 s	4100	4100	4100
$^{112}_{45}\text{Rh}$	6.76 s	5038	5038	3834
	3.6 s	6589	6589	6589
$^{113}_{43}\text{Tc}$	0.152 s	9060	9060	8046
$^{113}_{44}\text{Ru}$	0.51 s	6388	3788	6388
	0.8 s	6217	3717	6217
$^{113}_{45}\text{Rh}$	2.8 s	4858	4661	4661
$^{114}_{43}\text{Tc}$	0.1 s	11620	6920	10957
$^{114}_{44}\text{Ru}$	0.54 s	5490	3890	5490
$^{115}_{44}\text{Ru}$	0.318 s	8124	8124	7793
$^{116}_{45}\text{Rh}$	0.57 s	8492	8492	6921
	0.68 s	9220	9220	9220
$^{116}_{46}\text{Pd}$	11.8 s	2495	1995	2495
$^{117}_{47}\text{Ag}$	5.34 s	4131	3131	3447
	72.8 s	4236	3236	4236
$^{118}_{46}\text{Pd}$	1.9 s	4100	3625	3625
$^{119}_{47}\text{Ag}$	6 s	5116	5116	4276
	2.1 s	5330	5330	5330
$^{120}_{47}\text{Ag}$	0.32 s	8509	8509	6398
	1.23 s	8306	8306	7819
$^{120}_{48}\text{Cd}$	50.8 s	1760	1760	1760
$^{120}_{49}\text{In}$	46.2 s	3246	3246	2382
	3.08 s	5370	4070	5370
$^{121}_{47}\text{Ag}$	0.78 s	6356	3756	5160
$^{121}_{48}\text{Cd}$	13.5 s	4466	4466	2644
$^{122}_{47}\text{Ag}$	0.529 s	8930.6	8930.63	8930.6

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{122}_{49}\text{In}$	10.3 s	4267	4267	4267
	1.5 s	6370	6370	6370
$^{123}_{47}\text{Ag}$	0.299 s	7850	7850	7586
$^{123}_{48}\text{Cd}$	1.82 s	6159	3659	3626
	2.1 s	6015	3615	3622
$^{123}_{49}\text{In}$	47.4 s	4713	4713	4713
	6.15 s	4386	4386	3239
$^{125}_{48}\text{Cd}$	0.48 s	7120	3520	4478
	0.68 s	7064	3564	6020
$^{125}_{49}\text{In}$	12.2 s	5750	4050	5562
	2.36 s	5481	3881	4055
$^{126}_{49}\text{In}$	1.64 s	5820	3820	4453
	1.53 s	8206	8206	4865
$^{127}_{49}\text{In}$	3.67 s	6925	6925	6925
	1.09 s	6590	6590	4907
$^{127}_{50}\text{Sn}$	4.13 m	3234	3234	2715
	2.1 h	3229	3229	3201
$^{128}_{48}\text{Cd}$	0.28 s	6952	6952	5900
$^{128}_{49}\text{In}$	0.72 s	9511	5711	5495
	0.84 s	9171	5471	5700
$^{129}_{49}\text{In}$	1.23 s	8228	5728	8228
	0.611 s	7734	6934	5651
$^{129}_{50}\text{Sn}$	6.9 m	4057	2057	1331
	2.23 m	4039	2039	3377
$^{130}_{48}\text{Cd}$	0.162 s	8789	8789	6220
$^{130}_{49}\text{In}$	0.54 s	10275	8775	6093
	0.29 s	10226	8726	6129
$^{130}_{50}\text{Sn}$	1.7 m	4100	2000	3361
	3.72 m	2153	1953	1100
$^{130}_{51}\text{Sb}$	6.3 m	3330	2030	2180
	39.5 m	2812	1912	2812
$^{131}_{49}\text{In}$	0.35 s	9542	9542	9479
	0.28 s	9240	9240	6795

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{132}_{48}\text{Cd}$	0.084 s	11950	2350	11350
$^{132}_{49}\text{In}$	0.2 s	14140	2840	6928
$^{132}_{50}\text{Sn}$	39.7 s	3089	1764	1764
$^{132}_{51}\text{Sb}$	4.1 m	5553	5553	5553
	2.79 m	5453	5453	5453
$^{133}_{50}\text{Sn}$	1.46 s	8095	8095	8095
$^{134}_{50}\text{Sn}$	1.05 s	7585	2285	7840
$^{134}_{51}\text{Sb}$	10.07 s	8794	6010	6010
	0.78 s	8515	8420	8420
$^{135}_{50}\text{Sn}$	0.515 s	9057	2357	9057
$^{135}_{51}\text{Sb}$	1.679 s	8120	8120	8120
$^{135}_{52}\text{Te}$	19 s	6050	5888	5888
$^{136}_{51}\text{Sb}$	0.923 s	9918	9918	9918
$^{136}_{52}\text{Te}$	17.63 s	5120	4320	2464
$^{136}_{53}\text{I}$	46.6 s	5390	4590	5193
	83.4 s	6930	6930	4300
$^{137}_{52}\text{Te}$	2.49 s	6790	6790	6790
$^{137}_{53}\text{I}$	24.5 s	1776	1480	1480
$^{138}_{53}\text{I}$	6.26 s	7992	7403	7403
$^{139}_{53}\text{I}$	2.28 s	7163	7154	7154
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39.68 s	5057	5057	4542
$^{140}_{52}\text{Te}$	0.348 s	6987	2087	6105
$^{140}_{53}\text{I}$	0.86 s	9003	8546	8546
$^{140}_{54}\text{Xe}$	13.6 s	3984	2684	2636
$^{141}_{54}\text{Nb}$	1.73 s	6280	5186	5186
$^{141}_{55}\text{Cs}$	24.84 s	5255	4980	4980
$^{142}_{54}\text{Xe}$	1.23 s	5285	3185	3436
$^{142}_{55}\text{Cs}$	1.684 s	7335	7335	7335
$^{143}_{55}\text{Cs}$	1.791 s	6262	6262	6262
$^{143}_{56}\text{Ba}$	14.5 s	4234	3240	3240
$^{144}_{56}\text{Ba}$	11.5 s	3015	2516	2516
$^{144}_{57}\text{La}$	40.8 s	5582	5144	5144
$^{145}_{55}\text{Cs}$	0.587 s	7865	2965	7770

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{145}_{56}\text{Ba}$	4.31 s	5319	4219	2423
$^{145}_{57}\text{La}$	24.8 s	4230	2130	2010
$^{146}_{55}\text{Cs}$	0.322 s	9556	2556	9370
$^{146}_{56}\text{Ba}$	2.21 s	4354.9	2655	3737
$^{146}_{57}\text{La}$	9.8 s	6405	6405	5407
	6.1 s	6590	6590	6331
$^{147}_{56}\text{Ba}$	0.894 s	6414	3214	6176
$^{147}_{57}\text{La}$	4.06 s	5336	4136	5180
$^{148}_{56}\text{Ba}$	0.612 s	5164	3064	5054
$^{148}_{57}\text{La}$	1.26 s	7690	7690	6930
$^{148}_{58}\text{Ce}$	56.8 s	2137	2137	1746
$^{149}_{57}\text{La}$	1.05 s	6450	2550	5900
$^{149}_{59}\text{Pr}$	2.26 m	3336	3336	1220
$^{150}_{57}\text{La}$	0.59 s	8536	8367	8367
$^{151}_{59}\text{Pr}$	18.9 s	4164	2464	3180
$^{152}_{59}\text{Pr}$	3.57 s	6390	4563	4563
$^{155}_{60}\text{Nd}$	8.9 s	4656	4656	3701
$^{156}_{61}\text{Pm}$	26.7 s	4633	4633	3635
$^{157}_{61}\text{Pm}$	10.56 s	4381	4381	4032
$^{160}_{63}\text{Eu}$	42.6 s	3377	2450	2450
$^{165}_{65}\text{Tb}$	2.11 m	2851.72	2801.35	2851.72
$^{166}_{65}\text{Tb}$	25.1 s	4775.7	4695	4695
$^{172}_{67}\text{Ho}$	25 s	5000	5000	3603.3
$^{174}_{68}\text{Er}$	3.2 m	1920	1900	1900
$^{175}_{68}\text{Er}$	1.2 m	3660	3660	2408.8

Таблица 16 — Ядра, у которых отсутствуют экспериментальные данные о схемах распада, имеют оцененный период полураспада и большую энергию бета-перехода (*unknown* = 0). В колонках представлены значения: Нуклид – обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ – период полураспада; Q_{decay} , кэВ – энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB), кэВ – значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе;

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB)
$^{59}_{24}\text{Cr}$	0.74 s	7409.4	7409.4
$^{63}_{24}\text{Cr}$	0.129 s	10710	6410
$^{63}_{25}\text{Mn}$	0.276 s	8749	8749
$^{64}_{24}\text{Cr}$	0.043 s	9350	9350
$^{65}_{24}\text{Cr}$	0.027 s	12660	2560
$^{65}_{25}\text{Mn}$	0.092 s	10251	7151
$^{66}_{25}\text{Mn}$	0.065 s	13317	6517
$^{66}_{26}\text{Fe}$	0.44 s	6341	3841
$^{67}_{25}\text{Mn}$	0.047 s	12130	3430
$^{67}_{26}\text{Fe}$	0.6 s	9613	9613
$^{68}_{25}\text{Mn}$	0.028 s	14980	3280
$^{68}_{26}\text{Fe}$	0.188 s	7750	3650
$^{68}_{27}\text{Co}$	1.6 s	11821	5921
	0.2 s	11700	5800
$^{69}_{25}\text{Mn}$	0.016 s	13840	2740
$^{69}_{26}\text{Fe}$	0.11 s	11190	3390
$^{70}_{25}\text{Mn}$	0.0199 s	16440	3240
$^{70}_{26}\text{Fe}$	0.065 s	9640	2940
$^{70}_{27}\text{Co}$	0.47 s	12689	3589
	0.112 s	12500	3500
$^{71}_{25}\text{Mn}$	6.37e-07 s	15310	3110
$^{71}_{26}\text{Fe}$	0.028 s	12440	0
$^{71}_{27}\text{Co}$	0.08 s	11040	3340
$^{72}_{25}\text{Mn}$	6.2e-07 s	18080	18080
$^{72}_{26}\text{Fe}$	1.5e-07 s	11050	2650
$^{73}_{26}\text{Fe}$	12.9 ms	13980	2780
$^{73}_{27}\text{Co}$	40.7 ms	12140	2440

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{74}_{26}\text{Fe}$	8.2 ms	12880	2580
$^{74}_{27}\text{Co}$	31.3 ms	15160	3060
$^{74}_{28}\text{Ni}$	507.7 ms	7310	7310
$^{75}_{26}\text{Fe}$	620 ns	15860	3160
$^{75}_{27}\text{Co}$	30 ms	13680	2780
$^{75}_{28}\text{Ni}$	344 ms	10230	2230
$^{76}_{27}\text{Co}$	21.7 ms	16530	3330
$^{76}_{28}\text{Ni}$	234.7 ms	8790	2290
$^{77}_{27}\text{Co}$	13 ms	15440	3040
$^{77}_{28}\text{Ni}$	158.9 ms	11510	2310
$^{77}_{31}\text{Ga}$	13.2 s	5220.5	5220.5
$^{78}_{28}\text{Ni}$	0.11 s	9910	2410
$^{79}_{29}\text{Cu}$	241 ms	11020	2420
$^{80}_{28}\text{Ni}$	24 ms	13440	2640
$^{80}_{29}\text{Cu}$	113.6 ms	14970	2970
$^{81}_{29}\text{Cu}$	73.2 ms	14290	2890
$^{81}_{30}\text{Zn}$	300 ms	11428	2428
$^{81}_{31}\text{Ga}$	1.217 s	8664	6464
$^{82}_{29}\text{Cu}$	33 ms	16580	3280
$^{83}_{30}\text{Zn}$	117 ms	12970	2570
$^{83}_{32}\text{Ge}$	1.85 s	8693	8693
$^{83}_{33}\text{As}$	13.4 s	5671	4271
$^{84}_{30}\text{Zn}$	53.6 ms	12260	12260
$^{84}_{31}\text{Ga}$	0.085 s	14054	2854
$^{84}_{32}\text{Ge}$	0.954 s	7705	7705
$^{85}_{30}\text{Zn}$	637 ns	14640	2940
$^{85}_{31}\text{Ga}$	92 ms	13380	2680
$^{85}_{32}\text{Ge}$	503 ms	10066	2366
$^{86}_{31}\text{Ga}$	43 ms	15640	3140
$^{86}_{32}\text{Ge}$	226 ms	9560	2460
$^{87}_{31}\text{Ga}$	634 ms	14720	2920
$^{87}_{32}\text{Ge}$	0.14 s	12030	2920
$^{87}_{33}\text{As}$	484 s	10808	2508

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{88}_{32}\text{Ge}$	300 ns	10930	2530
$^{88}_{33}\text{As}$	0.20 s	13430	2730
$^{89}_{32}\text{Ge}$	3e-07 s	13490	2690
$^{89}_{33}\text{As}$	3e-07 s	12460	2460
$^{89}_{34}\text{Se}$	0.43 s	9282	2482
$^{90}_{32}\text{Ge}$	1e-06 s	12520	2620
$^{90}_{33}\text{As}$	1e-06 s	14810	3010
$^{90}_{34}\text{Se}$	195 ms	8200	2500
$^{91}_{33}\text{As}$	1.5e-07 s	14080	2780
$^{91}_{34}\text{Se}$	0.27 ms	10530	2530
$^{91}_{35}\text{Br}$	0.534 s	9867	2567
$^{92}_{33}\text{As}$	1.e-07 s	16340	3240
$^{92}_{34}\text{Se}$	3e-07 s	9510	2710
$^{93}_{34}\text{Se}$	1.5e-07 s	12030	2730
$^{93}_{35}\text{Br}$	102 ms	11250	2750
$^{94}_{34}\text{Se}$	150 ns	10850	2150
$^{94}_{35}\text{Br}$	70 ms	13700	2800
$^{94}_{36}\text{Kr}$	212 ms	7215	2915
$^{95}_{34}\text{Se}$	392 ns	13390	2890
$^{95}_{35}\text{Br}$	150 ns	12310	2710
$^{96}_{35}\text{Br}$	150 ns	14870	2970
$^{96}_{36}\text{Kr}$	80 ms	8273	2473
$^{97}_{35}\text{Br}$	3e-07 s	13420	2720
$^{97}_{36}\text{Kr}$	63 ms	11100	2400
$^{98}_{35}\text{Br}$	6.34e-07 s	16070	15570
$^{98}_{36}\text{Kr}$	43 ms	10250	2450
$^{99}_{36}\text{Kr}$	13 ms	12720	2520
$^{99}_{37}\text{Rb}$	54 ms	11397	2397
$^{100}_{36}\text{Kr}$	7 ms	11800	2400
$^{100}_{37}\text{Rb}$	52 ms	13552	2752
$^{101}_{36}\text{Kr}$	635 ns	13990	2790
$^{102}_{37}\text{Rb}$	37 ns	14910	3010
$^{102}_{39}\text{Y}$	0.36 s	10009	2509

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
	0.298 s	10409	2609
$^{103}_{37}\text{Rb}$	23 ms	14120	2820
$^{103}_{38}\text{Sr}$	53 ms	11180	2380
$^{103}_{39}\text{Y}$	0.23 s	9352	2452
$^{103}_{40}\text{Zr}$	1.3 s	7220	3420
$^{103}_{41}\text{Nb}$	1.5 s	5926	3526
$^{103}_{42}\text{Mo}$	67.5 s	3650	3650
$^{104}_{37}\text{Rb}$	0.001 s	16310	3310
$^{104}_{38}\text{Sr}$	53 ms	10320	2320
$^{104}_{39}\text{Y}$	197 ms	11640	2440
$^{104}_{40}\text{Zr}$	1.2 s	6093	3093
$^{104}_{41}\text{Nb}$	4.9 s	8533	3433
	0.94 s	8753	3453
$^{105}_{38}\text{Sr}$	39 ms	12380	2480
$^{105}_{39}\text{Y}$	107 ms	10890	2290
$^{105}_{40}\text{Zr}$	0.66 s	8457	2557
$^{106}_{38}\text{Sr}$	20 ms	11490	6890
$^{106}_{39}\text{Y}$	79 ms	12960	2560
$^{106}_{40}\text{Zr}$	180 ms	7450	2250
$^{106}_{41}\text{Nb}$	1.02 ms	9925	3525
$^{107}_{39}\text{Y}$	33.5 ms	12050	7050
$^{107}_{40}\text{Zr}$	146 ms	9700	9700
$^{107}_{41}\text{Nb}$	300 ms	8821	8821
$^{107}_{42}\text{Mo}$	3.5 s	6205	3705
$^{108}_{39}\text{Y}$	30 ms	14170	14170
$^{108}_{40}\text{Zr}$	77.4 ms	8600	6400
$^{109}_{39}\text{Y}$	25 ms	13250	7550
$^{109}_{40}\text{Zr}$	56 ms	10960	2260
$^{109}_{41}\text{Nb}$	108 ms	9970	2270
$^{109}_{42}\text{Mo}$	0.61 s	7624	3524
$^{110}_{40}\text{Zr}$	37.5 ms	10090	2190
$^{111}_{40}\text{Zr}$	24 ms	12480	2480
$^{111}_{41}\text{Nb}$	54 ms	10980	2180

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{111}_{42}\text{Mo}$	186 ms	9085	1985
$^{112}_{40}\text{Zr}$	30 ms	11650	2350
$^{112}_{41}\text{Nb}$	33 ms	13410	2710
$^{112}_{42}\text{Mo}$	120 ms	7780	1980
$^{112}_{43}\text{Tc}$	271 ms	10372	6872
$^{113}_{40}\text{Zr}$	3.e-06 s	13870	2770
$^{113}_{41}\text{Nb}$	32 ms	12440	3140
$^{113}_{42}\text{Mo}$	80 ms	10160	7960
$^{114}_{41}\text{Nb}$	17 ms	14720	2920
$^{114}_{42}\text{Mo}$	58 ms	8920	8920
$^{115}_{41}\text{Nb}$	23 ms	13670	6770
$^{115}_{42}\text{Mo}$	45.5 ms	11250	2550
$^{115}_{43}\text{Tc}$	78 ms	10310	7110
$^{115}_{45}\text{Rh}$	0.99 s	6197	3697
$^{115}_{46}\text{Pd}$	25 s	4557	4557
	50 s	4646	4646
$^{116}_{41}\text{Nb}$	3e-06 s	15980	3180
$^{116}_{42}\text{Mo}$	32 ms	10000	2000
$^{116}_{43}\text{Tc}$	57 ms	12860	2960
$^{116}_{44}\text{Ru}$	204 ms	6670	3370
$^{117}_{42}\text{Mo}$	22 ms	12450	2450
$^{117}_{43}\text{Tc}$	44.5 ms	11350	2450
$^{117}_{44}\text{Ru}$	151 ms	9410	9410
$^{117}_{45}\text{Rh}$	0.44 s	7527	3627
$^{117}_{46}\text{Pd}$	4.3 s	5758	3958
$^{118}_{42}\text{Mo}$	19 ms	10920	7220
$^{118}_{43}\text{Tc}$	30 ms	13710	2710
$^{118}_{44}\text{Ru}$	99 ms	7890	7890
$^{118}_{45}\text{Rh}$	286 ms	10502	6902
$^{118}_{47}\text{Ag}$	3.76 s	7148	7148
	2 s	7276	7276
$^{119}_{43}\text{Tc}$	22 ms	11910	2410
$^{119}_{44}\text{Ru}$	69.5 ms	10740	2240

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{119}_{45}\text{Rh}$	171 ms	8584	8584
$^{119}_{46}\text{Pd}$	0.92 s	7238	3638
$^{120}_{43}\text{Tc}$	21 ms	14720	2920
$^{120}_{44}\text{Ru}$	45 ms	8900	8900
$^{120}_{45}\text{Rh}$	132 ms	11660	3360
$^{120}_{46}\text{Pd}$	492 ms	5372	4072
$^{121}_{43}\text{Tc}$	22 ms	13080	2580
$^{121}_{44}\text{Ru}$	29 ms	11630	2330
$^{121}_{45}\text{Rh}$	151 ms	9930	9730
$^{121}_{46}\text{Pd}$	285 ms	8220	8220
$^{122}_{44}\text{Ru}$	25 ms	10100	2000
$^{122}_{45}\text{Rh}$	300 ns	12740	2540
$^{122}_{46}\text{Pd}$	175 ms	6490	2590
$^{123}_{44}\text{Ru}$	19 ms	12640	2740
$^{123}_{45}\text{Rh}$	42.2 ms	11240	2240
$^{123}_{46}\text{Pd}$	109 ms	9140	9140
$^{124}_{45}\text{Rh}$	30 ms	13690	2690
$^{124}_{46}\text{Pd}$	38 ms	7830	3130
$^{124}_{47}\text{Ag}$	191 ms	10470	7270
$^{124}_{48}\text{Cd}$	1.25 s	4170	4170
$^{125}_{45}\text{Rh}$	26.5 ms	12130	2530
$^{125}_{46}\text{Pd}$	57 ms	10560	2260
$^{125}_{47}\text{Ag}$	159 ms	8830	8830
$^{126}_{47}\text{Ag}$	52 ms	11540	2440
$^{126}_{48}\text{Cd}$	0.514 s	5554	3654
$^{127}_{47}\text{Ag}$	109 ms	10090	2090
$^{127}_{48}\text{Cd}$	0.37 s	8139	4839
$^{128}_{47}\text{Ag}$	58 ms	12530	5030
$^{129}_{47}\text{Ag}$	46 ms	11250	5250
$^{129}_{48}\text{Cd}$	154 ms	9713	5413
$^{130}_{47}\text{Ag}$	42 ms	15220	7220
$^{131}_{47}\text{Ag}$	35 ms	14460	14460
$^{131}_{48}\text{Cd}$	68 ms	12813	2513

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{131}_{50}\text{Sn}$	56 s	4674	4674
	58.4 s	4717	4717
$^{132}_{47}\text{Ag}$	28 ms	16070	3170
$^{133}_{48}\text{Cd}$	57 ms	13550	2200
$^{133}_{49}\text{In}$	165 ms	13180	2680
$^{134}_{48}\text{Cd}$	65 ms	12510	2510
$^{134}_{49}\text{In}$	140 ms	14460	2860
$^{135}_{49}\text{In}$	101 ms	13520	2720
$^{136}_{49}\text{In}$	85 ms	15200	3200
$^{136}_{50}\text{Sn}$	345 ms	8340	2240
$^{137}_{49}\text{In}$	65 ms	14320	2820
$^{137}_{50}\text{Sn}$	190 ms	9910	2510
$^{137}_{51}\text{Sb}$	450 ms	9240	2340
$^{138}_{50}\text{Sn}$	140 ms	9140	2240
$^{138}_{51}\text{Sb}$	348 ms	11050	2250
$^{138}_{52}\text{Te}$	1.4 s	6284	2484
$^{139}_{50}\text{Sn}$	130 ms	10740	2340
$^{139}_{51}\text{Sb}$	93 ms	10160	2260
$^{139}_{52}\text{Te}$	1.6 s	8266	2366
$^{140}_{50}\text{Sn}$	0.0001 s	9900	2000
$^{140}_{51}\text{Sb}$	173 ms	11980	2380
$^{141}_{51}\text{Sb}$	103 ms	11130	2230
$^{141}_{52}\text{Te}$	193 ms	9260	2600
$^{141}_{53}\text{I}$	0.418 s	8271	2371
$^{142}_{51}\text{Sb}$	53 ms	12940	2540
$^{142}_{52}\text{Te}$	53 ms	8250	2520
$^{142}_{53}\text{I}$	222 ms	10427	2327
$^{143}_{52}\text{Te}$	408 ns	10260	2260
$^{143}_{53}\text{I}$	130 ms	9410	2210
$^{143}_{54}\text{Xe}$	0.511 s	7473	2873
$^{144}_{52}\text{Te}$	1e-07 s	9110	2310
$^{144}_{53}\text{I}$	300 ns	11540	2340
$^{144}_{54}\text{Xe}$	1.15 s	6399	1999

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{144}_{55}\text{Cs}$	0.994 s	8496	2596
$^{145}_{52}\text{Te}$	1e-07 s	11120	2220
$^{145}_{53}\text{I}$	407 ns	10360	2360
$^{146}_{53}\text{I}$	94 ms	12420	2520
$^{146}_{54}\text{Xe}$	146 ms	7355	2255
$^{147}_{53}\text{I}$	0.001 s	11200	3100
$^{147}_{54}\text{Xe}$	88 ms	9520	2420
$^{147}_{55}\text{Cs}$	0.2295 s	8344	2544
$^{148}_{54}\text{Xe}$	40e-9 s	8260	2460
$^{148}_{55}\text{Cs}$	146 ms	10634	2434
$^{149}_{54}\text{Xe}$	0.001 s	10300	2700
$^{149}_{55}\text{Cs}$	107 ms	9530	2430
$^{149}_{56}\text{Ba}$	352 ms	7390	2690
$^{150}_{54}\text{Xe}$	0.001 s	10300	2280
$^{150}_{55}\text{Cs}$	84 ms	11720	2420
$^{150}_{56}\text{Ba}$	0.259 s	6421	2521
$^{150}_{58}\text{Ce}$	4 s	3454	3454
$^{151}_{55}\text{Cs}$	69 ms	10660	2460
$^{151}_{56}\text{Ba}$	0.167 s	8370	2470
$^{151}_{57}\text{La}$	0.457 s	7910	2910
$^{151}_{58}\text{Ce}$	1.76 s	5555	3355
$^{152}_{55}\text{Cs}$	0.050 s	12480	2480
$^{152}_{56}\text{Ba}$	0.139 s	7680	2280
$^{152}_{57}\text{La}$	0.298 s	9690	2490
$^{152}_{58}\text{Ce}$	1.4 s	4780	4780
$^{153}_{56}\text{Ba}$	0.116 s	9590	2390
$^{153}_{57}\text{La}$	0.245 s	8850	2450
$^{153}_{58}\text{Ce}$	0.865 s	6660	3160
$^{153}_{59}\text{Pr}$	4.29 s	5762	3462
$^{154}_{56}\text{Ba}$	53 ms	8610	2410
$^{154}_{57}\text{La}$	0.161 s	10690	2490
$^{154}_{58}\text{Ce}$	0.722 s	5640	2840
$^{154}_{59}\text{Pr}$	2.3 s	7720	3520

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{155}_{57}\text{La}$	101 ms	9850	2450
$^{155}_{58}\text{Ce}$	313 ms	7640	2340
$^{155}_{59}\text{Pr}$	1.47 s	6868	3268
$^{156}_{57}\text{La}$	84 ms	11770	2470
$^{156}_{58}\text{Ce}$	0.233 s	6630	2530
$^{156}_{59}\text{Pr}$	0.444 s	8752	8753
$^{156}_{60}\text{Pr}$	5.26 s	3964.7	3964.7
$^{157}_{57}\text{La}$	0.0001 s	10860	2670
$^{157}_{58}\text{Ce}$	0.18 s	8500	3400
$^{157}_{59}\text{Pr}$	0.295 s	8059	3159
$^{157}_{60}\text{Nd}$	1.15 s	5803	3503
$^{158}_{58}\text{Ce}$	99 ms	7610	3010
$^{158}_{59}\text{Pr}$	0.181 s	9690	2890
$^{158}_{60}\text{Nd}$	0.820 s	5271	3671
$^{158}_{61}\text{Pm}$	4.8 s	6146	3646
$^{159}_{59}\text{Pr}$	134 ms	8950	2650
$^{159}_{60}\text{Nd}$	485 ms	6830	3430
$^{159}_{61}\text{Pm}$	1.634 s	5653	3753
$^{160}_{59}\text{Pr}$	0.17 s	10530	3130
$^{160}_{60}\text{Nd}$	439 ms	6170	3470
$^{160}_{61}\text{Pm}$	725 ms	7338.5	3638
$^{160}_{62}\text{Sm}$	9.6 s	3260.3	3260.3
$^{161}_{59}\text{Pr}$	0.0001 s	9740	2440
$^{161}_{60}\text{Nd}$	0.22 s	7860	7860
$^{161}_{61}\text{Pm}$	1.05 s	6585	3686
$^{161}_{62}\text{Sm}$	4.8 s	5120	5120
$^{161}_{63}\text{Eu}$	26 s	3715	3715
$^{162}_{60}\text{Nd}$	0.31 s	7030	1930
$^{162}_{61}\text{Pm}$	467 ms	8340	8340
$^{162}_{62}\text{Sm}$	3.15 s	4344	4344
$^{162}_{63}\text{Eu}$	11.4 s	5558	3858
$^{163}_{60}\text{Nd}$	0.0001 s	8880	2380
$^{163}_{61}\text{Pm}$	0.43 s	7640	3640

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{163}_{62}\text{Sm}$	1.23 s	5974	3574
$^{163}_{63}\text{Eu}$	7.7 s	4814.8	4814.8
$^{163}_{64}\text{Gd}$	68 s	3207	3207
$^{164}_{61}\text{Pm}$	0.0003 s	9570	2370
$^{164}_{62}\text{Sm}$	1.43 s	5307	4207
$^{164}_{63}\text{Eu}$	4.15 s	6461.5	3761
$^{164}_{64}\text{Gd}$	45 s	2411.3	1911
$^{165}_{61}\text{Pm}$	0.30 s	8840	2440
$^{165}_{62}\text{Sm}$	0.98 s	7220	3620
$^{165}_{63}\text{Eu}$	2.24 s	5797	3797
$^{165}_{64}\text{Gd}$	11.3 s	4063.1	4063
$^{166}_{62}\text{Sm}$	0.80 s	6300	2400
$^{166}_{63}\text{Eu}$	1.7 s	7620	3720
$^{166}_{64}\text{Gd}$	4.8 s	3437.9	3437.9
$^{167}_{62}\text{Sm}$	334 ms	8440	2440
$^{167}_{63}\text{Eu}$	0.86 s	7010	3510
$^{167}_{64}\text{Gd}$	4.26 s	5107	5107
$^{167}_{65}\text{Tb}$	18.9 s	4028	4028
$^{168}_{62}\text{Sm}$	0.0001 s	7610	1910
$^{168}_{63}\text{Eu}$	0.20 s	8900	2700
$^{168}_{64}\text{Gd}$	3.03 s	4630	4630
$^{168}_{65}\text{Tb}$	8.2 s	5780	3780
$^{169}_{63}\text{Eu}$	0.0001 s	8230	2430
$^{169}_{64}\text{Gd}$	0.75 s	6590	3790
$^{169}_{65}\text{Tb}$	5.1 s	5120	5120
$^{170}_{64}\text{Gd}$	0.41 s	5860	2360
$^{170}_{65}\text{Tb}$	0.96 s	7000	3500
$^{170}_{66}\text{Dy}$	55 s	2530	1930
$^{171}_{64}\text{Gd}$	0.0001 s	7560	1960
$^{171}_{65}\text{Tb}$	1.24 s	6240	3740
$^{171}_{66}\text{Dy}$	4.1 s	4510	4510
$^{171}_{67}\text{Ho}$	53 s	3200	3200
$^{172}_{64}\text{Gd}$	1e-06 s	6720	2520

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB)
$^{172}_{65}\text{Tb}$	0.76 s	8070	2470
$^{172}_{66}\text{Dy}$	160 ns	3720	3720
$^{173}_{66}\text{Dy}$	1.43 s	5610	3910
$^{173}_{67}\text{Ho}$	6.9 s	4300	4300
$^{174}_{67}\text{Ho}$	3.2 s	6080	3680
$^{175}_{67}\text{Ho}$	1.9 s	5350	4150
$^{177}_{68}\text{Er}$	0.0001 s	4710	4710
$^{177}_{69}\text{Tm}$	95 s	3420	3420
$^{178}_{69}\text{Tm}$	300 ns	5440	4040
$^{179}_{69}\text{Tm}$	160 ns	4740	4740
$^{181}_{70}\text{Yb}$	160 ns	3710	3710

A.2 Эксперимент Double Chooz

Таблица 17 — Ядра, далекие от линии бета-стабильности с рассчитанными вероятностями бета-переходов (*estimated* = 2, оцененные ядра). В колонках представлены значения: Нуклид — обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ — период полураспада; Q_{decay} , кэВ — энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB), кэВ — значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе; $E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (Nuclide), кэВ — значение энергии бета-переходов с максимальной вероятностью в стандартной базе данных

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}^-}$ (Nuclide)
$^{59}_{25}\text{Mn}$	4.59 s	5139.6	4413.2	4413.2
$^{60}_{24}\text{Cr}$	0.49 s	6069.4	6059	6059
$^{61}_{24}\text{Cr}$	234 ms	9245.6	9246	9246
$^{61}_{25}\text{Mn}$	0.709 s	7178	6549	6549
$^{62}_{24}\text{Cr}$	206 s	7671	7770	7770
$^{62}_{25}\text{Mn}$	92 ms	10354	10697	10697
	671 ms	8680	7064	7064
$^{64}_{25}\text{Mn}$	90 ms	11981	11403	11403

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{65}_{26}\text{Fe}$	0.81 s	7967	6294	6294
$^{66}_{27}\text{Co}$	0.20 s	9598	7218	7218
$^{67}_{27}\text{Co}$	0.425 s	8421	7986	7986
$^{69}_{27}\text{Co}$	227 ms	9590	8895	8895
$^{69}_{28}\text{Ni}$	11.4 s	5758	3001	3001
	3.5 s	6079	4781	4781
$^{71}_{28}\text{Ni}$	2.56 s	7304.9	7305	4753
$^{72}_{27}\text{Co}$	59.9 ms	13930	13930	11337
$^{72}_{28}\text{Ni}$	1.57 s	5556.9	4957	5181
$^{72}_{29}\text{Cu}$	6.63 s	8362.5	8363	7709
$^{73}_{28}\text{Ni}$	0.84 s	8879	8879	7860
$^{73}_{29}\text{Cu}$	4.2 s	6606	6606	6156
$^{74}_{29}\text{Cu}$	1.63 s	9751	9151	9145
$^{75}_{29}\text{Cu}$	1.224 s	8088.7	8089	6944
$^{75}_{30}\text{Zn}$	10.2 s	5901.7	4706	5906
$^{76}_{29}\text{Cu}$	637 ms	11321.4	8821	10722.6
$^{77}_{29}\text{Cu}$	469.8 ms	9926.4	9926.4	5368.9
$^{77}_{30}\text{Zn}$	1.05 s	7975	7975	7975
	2.08 s	7203	7203	5065
$^{78}_{29}\text{Cu}$	335 ms	12694	8894	5990
$^{78}_{30}\text{Zn}$	1.47 s	6220.8	6220.8	5362
$^{78}_{31}\text{Ga}$	5.09 s	8158	8158	5490
$^{79}_{30}\text{Zn}$	0.746 s	9116.1	9116	8244
$^{79}_{31}\text{Ga}$	2.848 s	6980	6980	6980
$^{79}_{32}\text{Ge}$	39 s	4295.95	3695	2405
	18.98 s	4110	3510	4110
$^{80}_{30}\text{Zn}$	561.9 ms	7575	6675	6125
$^{80}_{31}\text{Ga}$	1.9 s	10312	10312	10380
$^{81}_{32}\text{Ge}$	6.4 s	6242	6242	3617
	7.6 s	6921	6921	6921
$^{82}_{30}\text{Zn}$	116 ms	10617	9517	7243
$^{82}_{31}\text{Ga}$	0.6 s	12484	12484	11136
$^{83}_{31}\text{Ga}$	308.1 ms	11719	9019	11719

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{83}_{32}\text{Ge}$	1.85 s	8693	8693	8693
$^{83}_{33}\text{As}$	13.4 s	5671	4971	5671
$^{84}_{33}\text{As}$	4.2 s	10094	8794	8639
$^{85}_{33}\text{As}$	2.021 s	9224	9124	4687
$^{85}_{34}\text{Se}$	32.9 s	6162	5262	6162
$^{86}_{33}\text{As}$	0.945 s	11541	9481	10837
$^{87}_{34}\text{Se}$	5.50 s	7466	7466	6431
$^{88}_{34}\text{Se}$	1.53 s	6832	6832	4928
$^{88}_{35}\text{Br}$	16.34 s	8975	3575	8975
$^{89}_{35}\text{Br}$	4.357 s	8262	1962	8233
$^{89}_{36}\text{Kr}$	3.15 m	5177	1977	5176
$^{90}_{35}\text{Br}$	1.91 s	10959	7659	4464
$^{90}_{36}\text{Kr}$	32.32 s	4406	1905	2625
$^{90}_{37}\text{Rb}$	258 s	5859	1959	2542
	158 s	6585	6584	6584
$^{91}_{36}\text{Kr}$	8.57 s	6771	1971	6270
$^{91}_{37}\text{Rb}$	58.2 s	5907	1907	5813
$^{92}_{35}\text{Br}$	0.314 s	12537	8737	12537
$^{92}_{36}\text{Kr}$	1.840 s	6003	4803	4626
$^{92}_{37}\text{Rb}$	4.48 s	8095	7295	8095
$^{93}_{36}\text{Kr}$	1.286 s	8484	8484	5629
$^{93}_{37}\text{Rb}$	5.84 s	7466	7466	7466
$^{94}_{37}\text{Rb}$	2.702 s	10282.9	6183	7867
$^{95}_{37}\text{Rb}$	377.7 ms	9227	4627	5805
$^{95}_{38}\text{Sr}$	23.90 s	6091	6090	6090
$^{96}_{37}\text{Rb}$	203 ms	11564	8064	10756
$^{97}_{37}\text{Rb}$	169.1 ms	10062	9062	9847
$^{97}_{38}\text{Sr}$	429 ms	7535	7535	5258
$^{97}_{39}\text{Y}$	1.17 s	6092	1992	5122
	3.75 s	6821	1921	6689
$^{98}_{37}\text{Rb}$	96 ms	12323	9323	12179
	115 ms	12053	9153	12179
$^{98}_{38}\text{Sr}$	0.653 s	5866	4670	5272

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{98}_{39}\text{Y}$	2.32 s	7651	6151	5165
	0.548 s	8992	6292	4827
$^{99}_{38}\text{Sr}$	0.269 s	8125	8125	8128
$^{99}_{39}\text{Y}$	1.484 s	6973	6849	6246
$^{99}_{40}\text{Zr}$	2.1 s	4719	3700	3700
$^{100}_{38}\text{Sr}$	200 ms	7504	6704	7495
$^{100}_{39}\text{Y}$	0.94 s	8976	8076	8631
	732 ms	9050	4550	8838
$^{101}_{37}\text{Rb}$	32 ms	12757	12757	11539
$^{101}_{38}\text{Sr}$	118 ms	9730	8530	9505
$^{101}_{39}\text{Y}$	0.45 s	8106	8545	8545
$^{101}_{40}\text{Zr}$	2.3 s	5731	4931	5480
$^{102}_{38}\text{Sr}$	69 ms	9010	9010	8566
$^{102}_{41}\text{Nb}$	1.3 s	7263	7263	7263
	4.3 s	6467	4730	4730
$^{105}_{41}\text{Nb}$	2.91 s	7415	1915	5836
$^{105}_{42}\text{Mo}$	36.3 s	4960	4868	4868
$^{105}_{43}\text{Tc}$	7.64 m	3650	3650	3650
$^{106}_{42}\text{Mo}$	8.73 s	3648	1948	3054
$^{107}_{43}\text{Tc}$	21.2 s	5113	1913	4820
$^{108}_{41}\text{Nb}$	198 ms	11204	7804	9823.88
$^{108}_{42}\text{Mo}$	1.09 s	5174	5174	4191.22
$^{108}_{43}\text{Tc}$	5.17 s	7739	5839	7478
$^{109}_{43}\text{Tc}$	0.91s	6456	6456	6456
$^{109}_{44}\text{Ru}$	34.4 s	4261	1961	2335
$^{110}_{41}\text{Nb}$	82 ms	12230	12230	11136
$^{110}_{42}\text{Mo}$	0.296 s	6499	6499	5739
$^{110}_{43}\text{Tc}$	0.90 s	9038	9038	8798
$^{111}_{43}\text{Tc}$	290 ms	7761	6861	7081
$^{111}_{44}\text{Ru}$	2.12 s	5519	4919	5690
$^{111}_{45}\text{Rh}$	11 s	3682	1978	3375
$^{112}_{45}\text{Rh}$	6.76 s	5038	5038	3834
	3.6 s	6589	6589	6589

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{113}_{43}\text{Tc}$	152 ms	9060	9060	8046.4
$^{113}_{44}\text{Ru}$	0.51 s	6388	4888	6388
	0.8 s	6217	4817	6217
$^{113}_{45}\text{Rh}$	2.80 s	4824	4661	4661
$^{113}_{46}\text{Pd}$	93 s	3436	1996	3296
$^{114}_{43}\text{Tc}$	100 ms	11620	9320	10956
$^{114}_{44}\text{Ru}$	0.54 s	5490	4990	5500
$^{114}_{45}\text{Rh}$	1.85 s	7127	4727	5356
	1.85 s	7780	5180	7780
$^{115}_{44}\text{Ru}$	318 ms	8124	8124	7792
$^{115}_{46}\text{Pd}$	50 s	4646	4646	4646
	25 s	4557	4557	4557
$^{116}_{45}\text{Rh}$	0.57 s	8492	8492	6921
	0.68 s	9220	8820	9220
$^{117}_{47}\text{Ag}$	5.34 s	4131	1931	3447
	72.8 s	4236	1936	4238
$^{119}_{47}\text{Ag}$	2.1 s	5116	5116	4276
	6 s	5330	5330	5330
$^{120}_{47}\text{Ag}$	0.32 s	8509	8509	6398
	1.23 s	8306	8306	7819
$^{121}_{47}\text{Ag}$	0.78 s	6671	4856	5160
$^{121}_{48}\text{Cd}$	13.5 s	4761	3566	2644
$^{122}_{47}\text{Ag}$	0.529 s	9510	8930.6	8930.51
$^{123}_{47}\text{Ag}$	0.299 s	7850	7850	7586
$^{123}_{48}\text{Cd}$	1.80 s	6159	4859	3626
	2.1 s	6015	4815	3622
$^{125}_{49}\text{In}$	12.2 s	5750	4859	5563
	2.36 s	5481.3	4981	4055
$^{126}_{49}\text{In}$	1.64 s	5820	4620	4453
	1.53 s	8206	8206	4863
$^{127}_{49}\text{In}$	3.67 s	6925	4620	6925
	1.09 s	6590	6590	4907
$^{128}_{48}\text{Cd}$	0.28 s	6952	6952	5900

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{128}_{49}\text{In}$	0.72 s	9511	9511	5430
	0.84 s	9171	9171	5700
$^{129}_{49}\text{In}$	1.23 s	8228	8228	8228
	611 ms	7734	7234	5651
$^{129}_{50}\text{Sn}$	6.9 m	4057	1957	1331
	2.23 m	4039	1939	3377
$^{130}_{48}\text{Cd}$	162 ms	8789	8789	6220
$^{130}_{49}\text{In}$	0.54 s	10275	8875	6093
	0.29 s	10226	8826	6129
$^{131}_{49}\text{In}$	0.35 s	9542	4742	9479
	0.28 s	9240	4640	6795
$^{132}_{48}\text{Cd}$	84 ms	11950	8950	11350
$^{132}_{49}\text{In}$	0.20 s	14140	10640	6929
$^{132}_{50}\text{Sn}$	39.7 s	3089	1764	1764
$^{132}_{51}\text{Sb}$	4.1 m	5553	5553	5553
	2.79 m	5453	5453	5453
$^{133}_{50}\text{Sn}$	1.46 s	8050	8095	8095
$^{133}_{51}\text{Sb}$	2.34 m	4014	1914	1200
$^{134}_{50}\text{Sn}$	1.050 s	7585	6085	7840
$^{134}_{51}\text{Sb}$	10.07 s	8794	8794	6010
	0.78 s	8515	8515	8420
$^{135}_{50}\text{Sn}$	515 ms	9058	9057	9057
$^{135}_{51}\text{Sb}$	1.679 s	8038	6520	8120
$^{135}_{52}\text{Te}$	19 s	6050.4	6050	5888
$^{136}_{51}\text{Sb}$	0.923 s	9918	9918	9918
$^{136}_{52}\text{Te}$	17.63 s	5120	5120	2464
$^{137}_{52}\text{Te}$	2.49 s	7053	6790	6790
$^{138}_{53}\text{I}$	6.26 s	7992	7992	7403
$^{139}_{53}\text{I}$	2.28 s	7174	6863	7154
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39.68 s	5057	5057	4542
$^{140}_{52}\text{Te}$	348 ms	7239	6987	6105
$^{140}_{53}\text{I}$	0.86 s	9380	9003	8546
$^{140}_{54}\text{Xe}$	13.60 s	4063	1984	2636

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{141}_{54}\text{Xe}$	1.73 s	6280	6280	5183
$^{141}_{55}\text{Cs}$	24.84 s	5255	4755	4980
$^{142}_{54}\text{Xe}$	1.23 s	5285	5285	3436
$^{142}_{55}\text{Cs}$	1.684 s	7328	7335	7335
$^{143}_{55}\text{Cs}$	1.791 s	6262	6262	6262
$^{143}_{56}\text{Ba}$	14.5 s	4234	1934	3240
$^{144}_{56}\text{Ba}$	11.5 s	3083	2516	2516
$^{145}_{55}\text{Cs}$	0.587 s	7462	6665	7770
$^{145}_{56}\text{Ba}$	4.31 s	5319	2423	2423
$^{145}_{57}\text{La}$	24.8 s	4230	2010	2010
$^{146}_{55}\text{Cs}$	0.3220 s	9556	8456	9370
$^{146}_{56}\text{Ba}$	2.21 s	4354.9	3737	3737
$^{146}_{57}\text{La}$	9.8 s	6405	5407	5407
	6.1 s	6590	6332	6332
$^{147}_{56}\text{Ba}$	0.984 s	6414	6414	6414
$^{147}_{57}\text{La}$	4.06 s	5336	4836	5336
$^{147}_{58}\text{Ce}$	56.4 s	3430	1930	3430
$^{148}_{56}\text{Ba}$	0.612 s	5164	5054	5054
$^{148}_{57}\text{La}$	1.26 s	7690	1990	6930
$^{148}_{58}\text{Ce}$	56.8 s	2137	1841	1746
$^{149}_{57}\text{La}$	1.091 s	6450	6450	6450
$^{149}_{58}\text{Ce}$	5.12 s	4369	4369	4369
$^{150}_{57}\text{La}$	0.59 s	8536	8536	8367
$^{151}_{59}\text{Pr}$	18.90 s	4164	1964	3180
$^{152}_{59}\text{Pr}$	3.57 s	6390	1990	4563
$^{153}_{60}\text{Nd}$	31.6 s	3318	1918	3318
$^{155}_{60}\text{Nd}$	8.9 s	4656	4656	3701
$^{156}_{60}\text{Nd}$	5.26 s	3964.7	3964.7	3964.7
$^{156}_{61}\text{Pm}$	26.70 s	5194	4633	3635
$^{157}_{61}\text{Pm}$	10.56 s	4381	3481	4032
$^{159}_{62}\text{Sm}$	11.37 s	3836	3805	2784
$^{166}_{65}\text{Tb}$	25.1 s	4775.7	4776	4695
$^{169}_{66}\text{Dy}$	39 s	3200	3200	3200

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (Nuclide)
$^{170}_{66}\text{Dy}$	55 s	2530	2530	2530
$^{171}_{67}\text{Ho}$	53 s	3200	3200	3200
$^{172}_{66}\text{Dy}$	160 ns	3720	3720	3720
$^{172}_{67}\text{Ho}$	25 s	5000	3603.3	3603.3
$^{175}_{68}\text{Er}$	1.2 m	3660	2408.8	2408.8

Таблица 18 — Ядра, у которых отсутствуют экспериментальные данные о схемах распада, имеют оцененный период полураспада и большую энергию бета-перехода (*unknown* = 0). В колонках представлены значения: Нуклид – обозначение элемента для ядра-осколка; $T_{1/2}$ – период полураспада; Q_{decay} , кэВ – энергия бета-распада; $E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB), кэВ – значение энергии бета-перехода с максимальной вероятностью, полученное в данной работе;

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{59}_{24}\text{Cr}$	0.74 s	7409.4	7409.4
$^{63}_{24}\text{Cr}$	129 ms	10710	10710
$^{63}_{25}\text{Mn}$	0.276 s	8749	8749
$^{64}_{24}\text{Cr}$	42.9 ms	9350	9350
$^{65}_{24}\text{Cr}$	27 ms	12660	12660
$^{65}_{25}\text{Mn}$	92 ms	10251	10251
$^{66}_{25}\text{Mn}$	65 ms	13317	13317
$^{66}_{26}\text{Fe}$	440 ms	6341	6341
$^{67}_{25}\text{Mn}$	47 ms	12130	12130
$^{67}_{26}\text{Fe}$	0.6 s	9613	9613
$^{68}_{25}\text{Mn}$	28 ms	14980	14980
$^{68}_{26}\text{Fe}$	188 ms	7750	7750
$^{68}_{27}\text{Co}$	1.6 s	11821	11821
	0.2 s	11700	11700
$^{68}_{27}\text{Co}$	1.6 s	11821	11821
$^{69}_{25}\text{Mn}$	16 ms	13840	13840
$^{69}_{26}\text{Fe}$	110 ms	11190	11190
$^{70}_{25}\text{Mn}$	19.9 ms	16440	16440
$^{70}_{26}\text{Fe}$	65 ms	9640	8640
$^{70}_{27}\text{Co}$	0.47 s	12689	8889

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
	112 ms	12500	8700
$^{71}_{25}\text{Mn}$	6.37e-07 s	15310	15310
$^{71}_{26}\text{Fe}$	35.7 ms	12440	8740
$^{71}_{27}\text{Co}$	80 ms	11040	8840
$^{72}_{25}\text{Mn}$	620 ns	18080	18080
$^{72}_{26}\text{Fe}$	150 ns	11050	11050
$^{73}_{26}\text{Fe}$	12.9 ms	13980	13980
$^{73}_{27}\text{Co}$	40.7 ms	12140	9440
$^{74}_{26}\text{Fe}$	8.2 ms	12880	12880
$^{74}_{27}\text{Co}$	31.3 ms	15160	15160
$^{74}_{28}\text{Ni}$	507.7 ms	7310	7210
$^{75}_{27}\text{Co}$	30 ms	13680	13680
$^{75}_{28}\text{Ni}$	344 ms	10230	10230
$^{75}_{29}\text{Cu}$	30 ms	13680	16530
$^{76}_{28}\text{Ni}$	234.7 ms	8790	8790
$^{77}_{27}\text{Co}$	13 ms	15440	15440
$^{77}_{28}\text{Ni}$	158.9 ms	11510	9210
$^{77}_{31}\text{Ga}$	13.2 ms	5220.5	5220.5
$^{78}_{28}\text{Ni}$	0.11 s	9910	9910
$^{79}_{29}\text{Cu}$	241 ms	11020	9820
$^{80}_{28}\text{Ni}$	24 ms	13440	13440
$^{80}_{29}\text{Cu}$	113.6 ms	14970	14970
$^{81}_{29}\text{Cu}$	73.2 ms	14290	14290
$^{81}_{30}\text{Zn}$	300 ms	11428	8728
$^{81}_{31}\text{Ga}$	1.219 s	8664	8664
$^{82}_{29}\text{Cu}$	33 ms	16580	16580
$^{83}_{30}\text{Zn}$	117 ms	12970	12970
$^{84}_{30}\text{Zn}$	53.6 ms	12260	8560
$^{84}_{31}\text{Ga}$	95.2 ms	14054	14054
$^{84}_{32}\text{Ge}$	0.954 s	7705	6605
$^{85}_{30}\text{Zn}$	637 ns	14640	14640
$^{85}_{31}\text{Ga}$	92 ms	13380	13380
$^{85}_{32}\text{Ge}$	503 ms	10066	10066

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{86}_{31}\text{Ga}$	43 ms	15640	15640
$^{86}_{32}\text{Ge}$	226 ms	9560	8560
$^{87}_{31}\text{Ga}$	634 ns	14720	14720
$^{87}_{32}\text{Ge}$	14 s	12030	14720
$^{87}_{33}\text{As}$	484 ms	10808	9208
$^{88}_{32}\text{Ge}$	300 ns	10930	8730
$^{88}_{33}\text{As}$	0.20 s	13430	11930
$^{89}_{32}\text{Ge}$	3e-7 s	13490	11490
$^{89}_{33}\text{As}$	3e-7 s	12460	12460
$^{89}_{34}\text{Se}$	0.43 s	9282	8982
$^{90}_{32}\text{Ge}$	1e-6 s	12520	12520
$^{90}_{33}\text{As}$	1e-6 s	14810	14810
$^{90}_{34}\text{Se}$	0.20 s	8200	8200
$^{91}_{33}\text{As}$	1.5e-7 s	14080	14080
$^{91}_{34}\text{Se}$	0.27 s	10530	10530
$^{91}_{35}\text{Br}$	0.543 s	9867	8867
$^{92}_{33}\text{As}$	1e-7 s	16340	16340
$^{92}_{34}\text{Se}$	3e-7 s	9510	8510
$^{93}_{34}\text{Se}$	1.5e-7 s	12030	9630
$^{93}_{35}\text{Br}$	102 ms	11250	9550
$^{94}_{34}\text{Se}$	150 ns	10850	6550
$^{94}_{35}\text{Br}$	70 ms	13700	13700
$^{94}_{36}\text{Kr}$	212 ms	7215	6915
$^{95}_{34}\text{Se}$	392 ns	13390	13390
$^{95}_{35}\text{Br}$	150 ns	12310	12310
$^{95}_{36}\text{Kr}$	0.114 s	9731	4831
$^{96}_{35}\text{Br}$	150 ns	14870	14870
$^{96}_{36}\text{Kr}$	80 ms	8273	8273
$^{97}_{35}\text{Br}$	3e-7 s	13420	13420
$^{97}_{36}\text{Kr}$	63 ms	11100	9500
$^{98}_{35}\text{Br}$	6.34e-7 s	16070	16070
$^{98}_{36}\text{Kr}$	43 ms	10250	10250
$^{99}_{36}\text{Kr}$	13 ms	12720	12720

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{99}_{37}\text{Rb}$	54 ms	11397	8897
$^{100}_{36}\text{Kr}$	7 ms	11800	9000
$^{100}_{37}\text{Rb}$	52 ms	13552	13552
$^{101}_{36}\text{Kr}$	635 ns	13990	13990
$^{102}_{37}\text{Rb}$	37 ms	14910	14910
$^{102}_{39}\text{Y}$	0.298 s	10409	6209
	0.36 s	10009	6009
$^{103}_{37}\text{Rb}$	23 ms	14120	14120
$^{103}_{38}\text{Sr}$	53 ms	11180	8980
$^{103}_{39}\text{Y}$	0.23 s	9352	8752
$^{103}_{40}\text{Zr}$	1.3 s	7220	6520
$^{103}_{41}\text{Nb}$	1.5 s	5926	5926
$^{103}_{42}\text{Mo}$	67.5 s	3650	1950
$^{104}_{37}\text{Rb}$	0.001 s	16310	16310
$^{104}_{38}\text{Sr}$	53 ms	10320	10320
$^{104}_{39}\text{Y}$	197 ms	11640	9940
$^{104}_{40}\text{Zr}$	1.2 s	6093	4893
$^{104}_{41}\text{Nb}$	0.94 s	8753	8753
	4.9 s	8533	8533
$^{105}_{38}\text{Sr}$	39 ms	12380	12380
$^{105}_{38}\text{Y}$	107 ms	10890	9290
$^{105}_{40}\text{Zr}$	0.66 s	8457	8457
$^{106}_{38}\text{Sr}$	20 ms	11490	9090
$^{106}_{39}\text{Y}$	79 ms	12960	12960
$^{106}_{40}\text{Zr}$	180 ms	7450	6750
$^{106}_{41}\text{Nb}$	1.02 s	9925	4825
$^{107}_{39}\text{Y}$	33.5 ms	12050	9650
$^{107}_{40}\text{Zr}$	146 ms	9700	8500
$^{107}_{41}\text{Nb}$	300 ms	8821	4921
$^{107}_{42}\text{Mo}$	3.5 s	6205	1905
$^{108}_{39}\text{Y}$	30 ms	14170	14170
$^{108}_{39}\text{Y}$	30 ms	14170	14170
$^{108}_{40}\text{Zr}$	77.4 ms	8600	8600

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{109}_{39}\text{Y}$	25 ms	13250	13250
$^{109}_{40}\text{Zr}$	56 ms	10960	8760
$^{109}_{41}\text{Nb}$	108 ms	9970	9970
$^{109}_{42}\text{Mo}$	0.61 s	7624	4624
$^{110}_{40}\text{Zr}$	37.5 ms	10090	10090
$^{111}_{40}\text{Zr}$	24 ms	12480	12480
$^{111}_{41}\text{Nb}$	54 ms	10980	8780
$^{111}_{42}\text{Mo}$	186 ms	9085	9085
$^{112}_{40}\text{Zr}$	30 ms	11650	9250
$^{112}_{41}\text{Nb}$	33 ms	13410	13410
$^{112}_{42}\text{Mo}$	120 ms	7780	6680
$^{112}_{43}\text{Tc}$	271 ms	10372	8272
$^{113}_{40}\text{Zr}$	3e-6 s	13870	13870
$^{113}_{41}\text{Nb}$	32 ms	12440	12440
$^{113}_{42}\text{Mo}$	80 ms	10160	10160
$^{114}_{41}\text{Nb}$	17 ms	14720	14720
$^{114}_{42}\text{Mo}$	58 ms	8920	8920
$^{115}_{41}\text{Nb}$	23 ms	13670	13670
$^{115}_{42}\text{Mo}$	45.5 ms	11250	8950
$^{115}_{43}\text{Tc}$	78 ms	10310	10310
$^{115}_{45}\text{Rh}$	0.99 s	6197	4797
$^{116}_{41}\text{Nb}$	3e-6 s	15980	15980
$^{116}_{42}\text{Mo}$	32 ms	10000	9600
$^{116}_{43}\text{Tc}$	57 ms	12860	12860
$^{116}_{44}\text{Ru}$	204 ms	6670	6670
$^{117}_{42}\text{Mo}$	22 ms	12450	12450
$^{117}_{43}\text{Tc}$	44.5 ms	11350	9050
$^{117}_{44}\text{Ru}$	151 ms	9410	8510
$^{117}_{45}\text{Rh}$	0.44 s	7527	6627
$^{117}_{46}\text{Pd}$	4.3 s	5758	4858
$^{118}_{42}\text{Mo}$	19 ms	10920	10920
$^{118}_{43}\text{Tc}$	30 ms	13710	13710
$^{118}_{44}\text{Ru}$	99 ms	7890	5290

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{118}_{45}\text{Rh}$	286 ms	10502	10502
$^{118}_{47}\text{Ag}$	2 s	7276	4876
	3.76 s	7148	4848
$^{119}_{43}\text{Tc}$	22 ms	11910	9010
$^{119}_{44}\text{Ru}$	69.5 ms	10740	9340
$^{119}_{45}\text{Rh}$	171 ms	8584	8584
$^{119}_{46}\text{Pd}$	0.92 s	7238	6938
$^{120}_{43}\text{Tc}$	21 ms	14720	14720
$^{120}_{44}\text{Ru}$	45 ms	8900	8900
$^{120}_{45}\text{Rh}$	132 ms	11660	9360
$^{120}_{46}\text{Pd}$	492 ms	5372	5172
$^{121}_{43}\text{Tc}$	22 ms	13080	13080
$^{121}_{44}\text{Ru}$	29 ms	11630	9330
$^{121}_{45}\text{Rh}$	151 ms	9930	9930
$^{121}_{46}\text{Pd}$	285 ms	8220	8220
$^{122}_{44}\text{Ru}$	25 ms	10100	10100
$^{122}_{45}\text{Rh}$	300 ns	12740	12740
$^{122}_{46}\text{Pd}$	175 ms	6490	6490
$^{123}_{44}\text{Ru}$	19 ms	12640	12640
$^{123}_{45}\text{Rh}$	42.2 ms	11240	9040
$^{123}_{46}\text{Pd}$	109 ms	9140	9140
$^{124}_{45}\text{Rh}$	30 ms	13690	13690
$^{124}_{46}\text{Pd}$	38 ms	7830	7830
$^{124}_{47}\text{Ag}$	191 ms	10470	10470
$^{124}_{48}\text{Cd}$	1.25 s	4170	1970
$^{125}_{45}\text{Rh}$	26.5 ms	12130	12130
$^{125}_{46}\text{Pd}$	57 ms	10560	10560
$^{125}_{47}\text{Ag}$	159 ms	8830	8830
$^{126}_{47}\text{Ag}$	52 ms	11540	9240
$^{126}_{48}\text{Cd}$	0.514 s	5554	4454
$^{127}_{47}\text{Ag}$	109 ms	10090	10090
$^{127}_{48}\text{Cd}$	0.37 s	8139	8139
$^{128}_{47}\text{Ag}$	59 ms	12530	8730

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{129}_{47}\text{Ag}$	46 ms	11250	8950
$^{129}_{48}\text{Cd}$	154 ms	9713	8513
$^{130}_{47}\text{Ag}$	42 ms	15220	15220
$^{131}_{47}\text{Ag}$	35 ms	14460	14460
$^{131}_{48}\text{Cd}$	68 ms	12813	12813
$^{131}_{50}\text{Sn}$	58.4 s	4717	4717
	56 s	4674	4674
$^{132}_{47}\text{Ag}$	28 ms	16070	16070
$^{133}_{48}\text{Cd}$	57 ms	13550	10200
$^{133}_{49}\text{In}$	165 ms	13180	9180
$^{134}_{48}\text{Cd}$	65 ms	12510	12510
$^{134}_{49}\text{In}$	140 ms	14460	14460
$^{135}_{49}\text{In}$	101 ms	13520	13520
$^{136}_{49}\text{In}$	85 ms	15200	15200
$^{136}_{50}\text{Sn}$	345 ms	8340	8340
$^{137}_{49}\text{In}$	65 ms	14320	14320
$^{137}_{50}\text{Sn}$	190 ms	9910	9810
$^{137}_{51}\text{Sb}$	450 ms	9240	9140
$^{138}_{50}\text{Sn}$	140 ms	9140	9140
$^{138}_{51}\text{Sb}$	348 ms	11050	9850
$^{138}_{52}\text{Te}$	1.4 s	6284	6284
$^{139}_{50}\text{Sn}$	130 ms	10740	10740
$^{139}_{51}\text{Sb}$	93 ms	10160	10160
$^{139}_{52}\text{Te}$	1.6 s	8266	8266
$^{140}_{50}\text{Sn}$	0.0001 s	9900	9900
$^{140}_{51}\text{Sb}$	173 ms	11980	8980
$^{141}_{51}\text{Sb}$	103 ms	11130	9730
$^{141}_{52}\text{Te}$	193 ms	8900	8900
$^{141}_{53}\text{I}$	0.418 s	8271	8900
$^{142}_{51}\text{Sb}$	53 ms	12940	12940
$^{142}_{52}\text{Te}$	1e-7 s	8250	8250
$^{142}_{53}\text{I}$	222 ms	10427	10427
$^{143}_{52}\text{Te}$	408 ns	10260	10260

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{143}_{53}\text{I}$	130 ms	9410	8910
$^{143}_{54}\text{Xe}$	0.511 s	7473	6773
$^{144}_{52}\text{Te}$	1e-7 s	9110	9110
$^{144}_{53}\text{I}$	300 ns	11540	9940
$^{144}_{54}\text{Xe}$	1.15 s	6399	6399
$^{144}_{55}\text{Cs}$	0.994 s	8496	8496
$^{145}_{52}\text{Te}$	1e-7 s	11120	9920
$^{145}_{53}\text{I}$	407 ns	10360	10360
$^{145}_{54}\text{Xe}$	188 ms	8561	8561
$^{146}_{53}\text{I}$	94 ms	12420	12420
$^{146}_{54}\text{Xe}$	146 ms	7355	6655
$^{147}_{53}\text{I}$	0.001 s	11200	9000
$^{147}_{54}\text{Xe}$	88 ms	9520	8520
$^{147}_{55}\text{Cs}$	0.2295 s	8344	8344
$^{148}_{54}\text{Xe}$	40e-9 s	8260	8260
$^{148}_{55}\text{Cs}$	146 ms	10634	10434
$^{149}_{54}\text{Xe}$	0.001 s	10300	10300
$^{149}_{55}\text{Cs}$	107 ms	9530	8530
$^{149}_{56}\text{Ba}$	352 ms	7390	4890
$^{150}_{54}\text{Xe}$	0.001 s	9180	9180
$^{150}_{55}\text{Cs}$	84 ms	11720	9220
$^{150}_{56}\text{Ba}$	0.259 s	6421	6421
$^{151}_{55}\text{Cs}$	69 ms	10660	10260
$^{151}_{56}\text{Ba}$	0.167 s	8370	8370
$^{151}_{57}\text{La}$	0.457 s	7910	5010
$^{151}_{58}\text{Ce}$	1.76 s	5555	4955
$^{152}_{55}\text{Cs}$	50 ms	12480	12480
$^{152}_{56}\text{Ba}$	0.139 s	7680	4980
$^{152}_{57}\text{La}$	0.298 s	9690	8590
$^{152}_{58}\text{Ce}$	1.4 s	4780	4780
$^{153}_{56}\text{Ba}$	0.116 s	9590	8590
$^{153}_{57}\text{La}$	0.245 s	8850	8850
$^{153}_{58}\text{Ce}$	0.865 s	6660	6660

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{153}_{59}\text{Pr}$	4.29 s	5762	1962
$^{154}_{56}\text{Ba}$	53 ms	8610	8610
$^{154}_{57}\text{La}$	0.161 s	10690	9590
$^{154}_{58}\text{Ce}$	0.722 s	5640	4940
$^{154}_{59}\text{Pr}$	2.3 s	7720	5020
$^{155}_{57}\text{La}$	101 ms	9850	8650
$^{155}_{58}\text{Ce}$	313 ms	7640	4840
$^{155}_{59}\text{Pr}$	1.47 s	6868	6868
$^{156}_{57}\text{La}$	84 ms	11770	8970
$^{156}_{58}\text{Ce}$	0.233 s	6630	6630
$^{156}_{59}\text{Pr}$	0.444 s	8752.8	8752.8
$^{157}_{57}\text{La}$	0.0001 s	10860	9270
$^{157}_{58}\text{Ce}$	0.18 s	8500	8500
$^{157}_{59}\text{Pr}$	0.295 s	8059	8059
$^{157}_{60}\text{Nd}$	1.15 s	5803	4603
$^{158}_{58}\text{Ce}$	99 ms	7610	4910
$^{158}_{59}\text{Pr}$	0.181 s	9690	8590
$^{158}_{60}\text{Nd}$	0.820 s	5271	5271
$^{158}_{61}\text{Pm}$	4.8 s	6146	4846
$^{159}_{59}\text{Pr}$	134 ms	8950	8950
$^{159}_{60}\text{Nd}$	485 ms	6830	6830
$^{159}_{61}\text{Pm}$	1.634 s	5653	4953
$^{160}_{59}\text{Pr}$	0.17 s	10530	10530
$^{160}_{60}\text{Nd}$	439 ms	6170	4870
$^{160}_{61}\text{Pm}$	725 ms	7338.5	6638.5
$^{160}_{62}\text{Sm}$	9.6 s	3260.3	1960.3
$^{161}_{59}\text{Pr}$	0.0001 s	9740	6340
$^{161}_{60}\text{Nd}$	0.22 s	7860	1960
$^{161}_{61}\text{Pm}$	1.05 s	6585	1985
$^{161}_{62}\text{Sm}$	4.8 s	5120	5120
$^{161}_{63}\text{Eu}$	26 s	3715	3715
$^{162}_{60}\text{Nd}$	0.31 s	7030	7030
$^{162}_{61}\text{Pm}$	467 ms	8340	8340

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (DB)
$^{162}_{62}\text{Sm}$	3.15 s	4344	3433
$^{162}_{63}\text{Eu}$	11.4 s	5558	1958
$^{163}_{60}\text{Nd}$	0.0001 s	8880	6080
$^{163}_{61}\text{Pm}$	0.43 s	7640	1940
$^{163}_{62}\text{Sm}$	1.23 s	5974	1974
$^{163}_{63}\text{Eu}$	7.7 s	4814.8	4815
$^{163}_{64}\text{Gd}$	68 s	3207	3207
$^{164}_{61}\text{Pm}$	0.0003 s	9570	6270
$^{164}_{62}\text{Sm}$	1.43 s	5307	1907
$^{164}_{63}\text{Eu}$	4.15 s	6461.5	1961
$^{165}_{61}\text{Pm}$	0.30 s	8840	6140
$^{165}_{62}\text{Sm}$	0.98 s	7220	1920
$^{165}_{63}\text{Eu}$	2.24 s	5797	1997
$^{165}_{64}\text{Gd}$	11.3 s	4063.1	1963
$^{166}_{62}\text{Sm}$	0.80 s	6300	6300
$^{166}_{63}\text{Eu}$	1.7 s	7620	1920
$^{166}_{64}\text{Gd}$	4.8 s	3437.9	1938
$^{167}_{62}\text{Sm}$	334 ms	8440	8440
$^{167}_{63}\text{Eu}$	0.86 s	7010	1910
$^{167}_{64}\text{Gd}$	4.26 s	5107	5107
$^{167}_{65}\text{Tb}$	18.9 s	4028	1928
$^{168}_{62}\text{Sm}$	0.0001 s	7610	6110
$^{168}_{63}\text{Eu}$	0.20 s	8900	6100
$^{168}_{64}\text{Gd}$	3.03 s	4630	1930
$^{168}_{65}\text{Tb}$	8.2 s	5780	1980
$^{169}_{63}\text{Eu}$	0.0001 s	8230	8230
$^{169}_{64}\text{Gd}$	0.75 s	6590	1990
$^{169}_{65}\text{Tb}$	5.1 s	5120	5120
$^{170}_{64}\text{Gd}$	0.41 s	5860	5860
$^{170}_{65}\text{Tb}$	0.96 s	7000	7000
$^{171}_{64}\text{Gd}$	0.0001 s	7560	7560
$^{171}_{65}\text{Tb}$	1.24 s	6240	6240
$^{171}_{66}\text{Dy}$	4.1 s	4510	4510

Нуклид	$T_{1/2}$	Q_{decay}	$E_{\beta_{\text{max}}}^-$ (ДВ)
$^{172}_{64}\text{Gd}$	1e-6 s	6720	6720
$^{172}_{65}\text{Tb}$	0.76 s	8070	8070
$^{173}_{66}\text{Dy}$	1.43 s	5610	5610
$^{173}_{67}\text{Ho}$	6.9 s	4300	4300
$^{174}_{67}\text{Ho}$	3.2 s	6080	6080
$^{175}_{67}\text{Ho}$	1.9 s	5350	5350
$^{177}_{68}\text{Er}$	0.0001 s	4710	4710
$^{177}_{69}\text{Tm}$	95 s	3420	3420
$^{178}_{69}\text{Tm}$	300 ns	5440	5440
$^{179}_{69}\text{Tm}$	160 ns	4740	4740
$^{180}_{69}\text{Tm}$	300 ns	6550	6550
$^{181}_{69}\text{Tm}$	160 ns	5650	5650
$^{181}_{70}\text{Yb}$	160 ns	3710	3710