

СПЕКТРЫ АНТИНЕЙТРИНО $^{235,238}\text{U}$ И $^{239,241}\text{Pu}$ ИЗ ИЗМЕРЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА DOUBLE CHOOZ

© 2024 г. А. П. Власенко^{1), 2)}, С. В. Ингерман^{1)*}, П. Ю. Наумов²⁾, В. В. Синев^{1), 2)}

Поступила в редакцию 13.07.2023 г.; после доработки 13.07.2023 г.; принята к публикации 15.07.2023 г.

Получены спектры антинейтрино от $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$ из измерений, проведенных в эксперименте Double Chooz ближним детектором. Разработана методика перевода экспериментального спектра позитронов в спектр антинейтрино. Используется функция преобразования спектров, полученная с помощью расчетов Монте-Карло. Экспериментальный спектр антинейтрино, полученный таким образом, отвечает определенному составу топлива в активной зоне ядерного реактора. Зная состав активной зоны, можно разделить экспериментальный спектр на компоненты от отдельных делящихся изотопов. Эти спектры были описаны расчетными спектрами, полученными методом суммирования спектров отдельных осколков. При расчете использовалась силовая функция для описания распределения вероятностей бета-переходов неизвестных осколков. Наиболее точные экспериментальные сечения реакции обратного бета-распада, измеренные в ряде экспериментов, согласуются с сечениями, полученными из наших расчетных и экспериментальных спектров антинейтрино $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$.

DOI: 10.31857/S0044002724010035, EDN: KEGHWQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектр реакторных антинейтрино был измерен в ряде экспериментов как спектр, образованный позитронами, образующимися в реакции обратного бета-распада на протоне (ОБР):



Реакция (1) хорошо изучена и имеет одно из самых больших сечений взаимодействия антинейтрино. Большую величину сечения имеет только реакция когерентного рассеяния нейтрино на атомных ядрах. Однако для измерения спектра антинейтрино больше подходит реакция (1). В результате реакции (1) позитрон имеет в первом приближении ту же энергию, что и антинейтрино за вычетом энергии порога реакции. Поэтому спектр позитронов повторяет спектр антинейтрино с поправкой на сечение реакции и отклик детектора:

$$S_e(T) = \int S_\nu(E) \sigma_{\nu p}(E) R(E, T) dE, \quad (2)$$

где $S_e(T)$ — спектр позитронов ОБР, позитронов; $S_\nu(E)$ — спектр антинейтрино; E и T — энергия антинейтрино и кинетическая энергия позитрона соответственно; $\sigma_{\nu p}(E)$ — сечение реакции ОБР для энергии нейтрино; $R(E, T)$ — функция отклика детектора.

Преобразование позитронного спектра в антинейтринный представляет собой сложную процедуру, так как для этого нужно решить интегральное уравнение (2). Оно может быть решено численно, если известна функция отклика детектора для каждой энергии антинейтрино. При этом спектр позитронов ищется в виде известной функции с параметрами, например экспоненты с полиномом в показателе степени. Полученный таким образом спектр антинейтрино будет описывать реальный спектр ядерного реактора в среднем, так как экспоненциальная функция является гладкой и не может описать имеющиеся в спектре особенности в виде резких перепадов при некоторых энергиях антинейтрино.

В эксперименте Ф. Рейнеса и К. Коуэна [1] спектр антинейтрино был представлен в виде экспоненты с полиномом второго порядка в показателе. То же самое было сделано в эксперименте, проведенном в 1997 г. на Ровенской АЭС [2], где спектр антинейтрино искался в виде экспоненциальной функции с полиномом десятой степени в показателе.

Прямое преобразование позитронного спектра в антинейтринный впервые было выполнено в работе [3]. В ней рассчитанная методом Монте-Карло (М-К) функция отклика для нескольких энергий нейтрино была применена с интерполяцией к “идеальному” спектру позитронов. Под “идеальным” спектром позитронов будем понимать произведение спектра антинейтрино на сечение реакции

¹⁾ Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: ssilaeva@inr.ru

ОБР. Физически это спектр числа событий реакции ОБР для энергий антинейтрино. Затем была рассчитана функция перевода измеренного спектра в идеальный путем деления, сдвинутого по энергии на некоторое значение (близкое к энергии двух аннигиляционных гамма-квантов) спектра М-К на “идеальный”.

В последнее время была отработана методика проведения расчетов спектров антинейтрино методом суммирования спектров отдельных осколков с подгонкой к экспериментальным спектрам антинейтрино [4] за счет использования силовой функции для описания бета-переходов неизвестных осколков. Экспериментальными спектрами антинейтрино будем называть спектры, преобразованные из измерений, например [3].

В настоящей работе мы провели преобразование спектра позитронов, полученного в эксперименте Double Chooz [5], в антинейтринный, используя методику вычисления функции преобразования спектров путем моделирования наблюдаемого спектра методом М-К. Полученный экспериментальный спектр антинейтрино при известном составе активной зоны реактора был разделен на спектры изотопов урана и плутония. Эти спектры были описаны до совпадения расчетными спектрами при варьировании распределений бета-переходов неизвестных осколков использованием силовой функции.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ DOUBLE CHOOZ

Эксперимент Double Chooz [5] 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 смешивания q_{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 процедурой, разработанной по результатам ровенского эксперимента в работе [4].

На рис. 1 показан спектр нейтринных событий эксперимента Double Chooz за 258 дней измерения. Средний состав топлива активной зоны реактора по количеству делений: ^{235}U — 0.52, ^{238}U — 0.087, ^{239}Pu — 0.333, ^{241}Pu — 0.06. На рисунке также показаны рассчитанные фоны детектора, соответствующие измеренным скоростям счета.

Фон случайных совпадений и космогенный фон ^9Li и ^8He были измерены в отдельных экспериментах [4]. 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. 1, суммарный фон не превышает нескольких процентов.

3. ОЧИЩЕННЫЙ СПЕКТР ПОЗИТРОНОВ

Для получения спектра позитронов, очищенного от фонов, требуется с наибольшей точностью провести вычитание фонов. Из рис. 1 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 М-К для статистики, соответствующей 258 дням измерений. Мы заменили этот фон рассчитанным для большой статистики и нормированным на 258 дней измерения, убрав тем самым большие флуктуации в бинах этого спектра.

На рис. 2 приведен спектр позитронов, полученный после вычитания всех трех фонов. Здесь же показан спектр позитронов, рассчитанный методом М-К, с использованием спектра антинейтрино из эксперимента на Ровенской АЭС [4]. Приведенная погрешность соответствует экспериментальной погрешности спектра из рис. 1.

Как видно из рис. 2, расчет М-К с использованием антинейтринных спектров из эксперимента

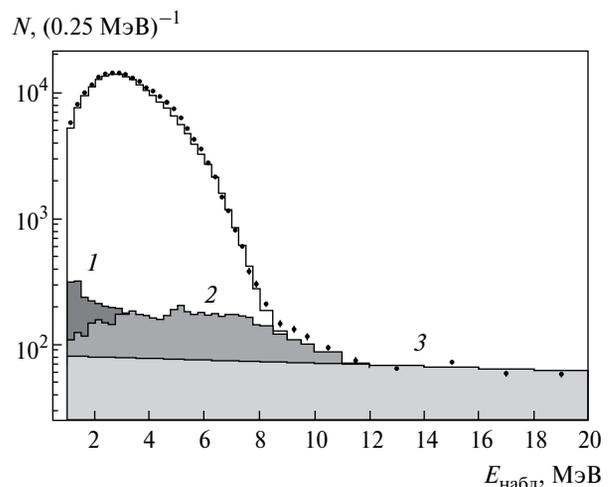


Рис. 1. Спектр позитрон подобных событий, измеренный в эксперименте Double Chooz (черные точки с ошибкой). Также показаны фоновые изображения: 1 — случайные совпадения; 2 — бета-спектр ^9Li и ^8He , возникающий в результате прохождения мюона через сцинтиллятор; 3 — быстрые нейтроны и остановленные мюоны. Сплошная кривая — моделирование М-К суммы нейтринного эффекта от двух реакторов и фонов.

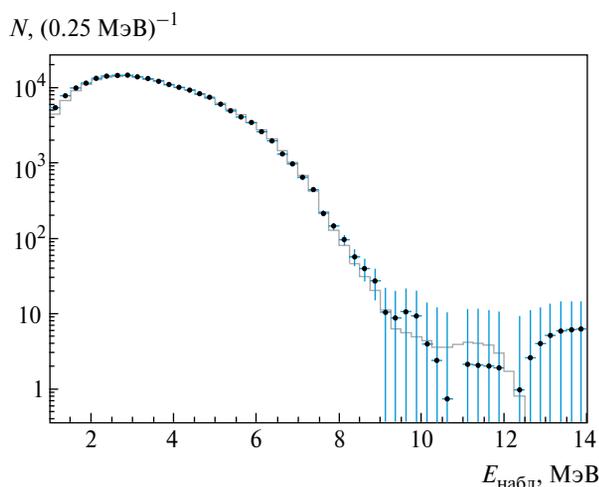


Рис. 2. Спектр позитронов из эксперимента Double Chooz — черные точки с ошибками. Спектр позитронов, рассчитанный методом М-К для детектора Double Chooz с использованием спектра антинейтрино из [5] — сплошная кривая. Значения даны на 1 бин в 0.25 МэВ.

в Ровно [4] приводит к хорошему согласию с экспериментальным спектром позитронов Double Chooz, очищенным от фонов.

Наблюдается небольшое расхождение в области низких энергий менее 2 МэВ, соответствующей энергии антинейтрино 3 МэВ. Это расхождение может быть объяснено неучтенным фоном низкоэнергетичных антинейтрино от долгоживущих осколков, 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 , дочерний 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 ($T_{1/2} = 284.9$ сут).

4. МЕТОД ПЕРЕВОДА СПЕКТРА ПОЗИТРОНОВ В СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО

Мы разработали относительно простой способ перевода измеренного спектра позитронов в спектр антинейтрино. Он основывается на моделировании методом М-К 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. Если имеется несовпадение, то

можно провести операцию с моделированием несколько раз, меняя каждый раз расчетный спектр, до наилучшего совпадения экспериментального и расчетного спектров позитронов.

После получения смоделированного М-К спектра позитронов мы можем получить функцию, которая переводит экспериментальный спектр позитронов в “идеальный”. Для этого смоделированный спектр позитронов нужно разделить на “идеальный”, который получен из расчетного спектра антинейтрино. Для деления требуется отнормировать оба спектра на единичную площадь.

После применения полученной методом М-К функции к экспериментальному спектру, отнормированному на единицу, получится “идеальный” экспериментальный спектр. Полученный “идеальный” спектр требуется отнормировать на экспериментальное сечение реакции ОБР, полученное для данного спектра. После деления “идеального”

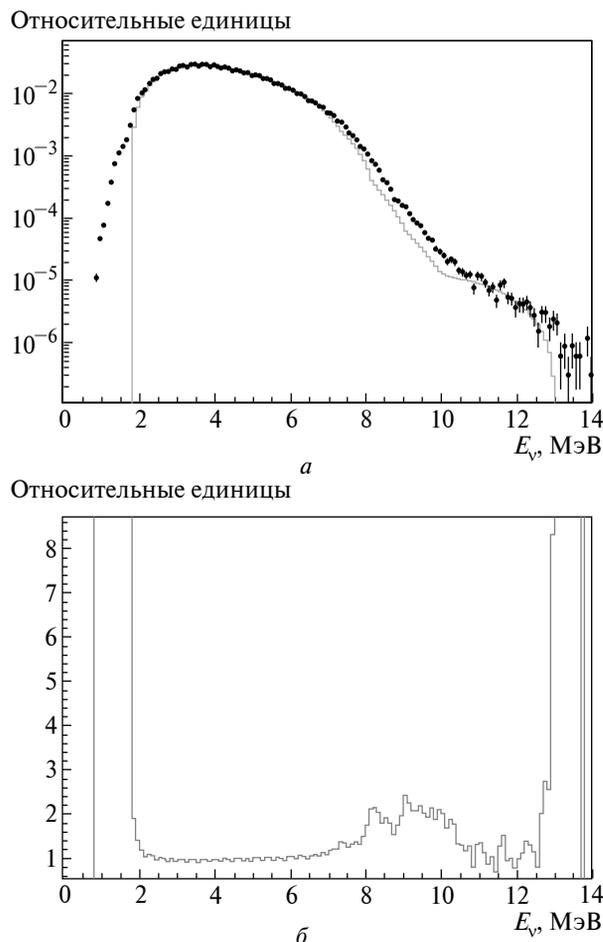


Рис. 3. Смоделированный спектр позитронов методом М-К и идеальный спектр, полученный перемножением спектра антинейтрино и сечения реакции ОБР (а). Функция пересчета экспериментального спектра позитронов в идеальный (б), полученная делением спектров из панели а.

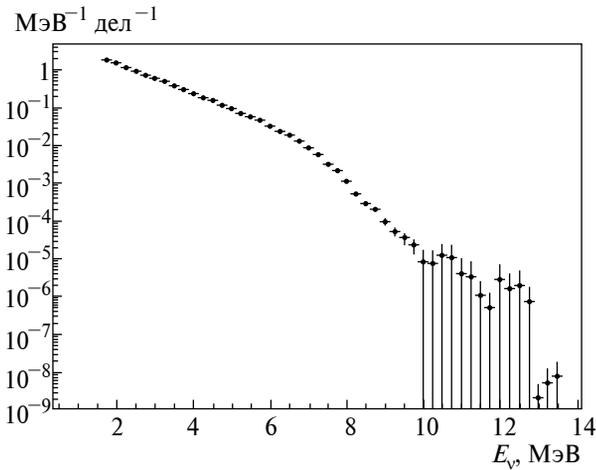


Рис. 4. Спектр антинейтрино из эксперимента Double Chooz, полученный для среднего состава топлива (см. выражения (3)). Спектр восстановлен с помощью функции пересчета из рис. 3.

спектра на сечение моноэнергетичного нейтрино реакции ОБР образуется спектр антинейтрино в естественных единицах — числе антинейтрино на мегаэлектронвольт на деление.

На рис. 3 приведены “идеальный” и смоделированный спектры позитронов реакции ОБР. Здесь же показана функция пересчета.

На рис. 4 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:

$$\begin{aligned} \alpha_{235} &= 0.52, \alpha_{238} = 0.087, \\ \alpha_{239} &= 0.333, \alpha_{241} = 0.06. \end{aligned} \quad (3)$$

5. ВЫДЕЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ ИЗОТОПОВ $^{235,238}\text{U}$ И $^{239,241}\text{Pu}$

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 на отношение расчетных спектров, т.е. данной компоненты к сумме с весами всех компонент:

$$\frac{\text{exp } dN_i(E)}{dE} = \frac{\text{meas } dN_i(E)}{dE} \frac{\frac{\text{calc } dN_i(E)}{dE}}{\sum \alpha_i \frac{\text{calc } dN_i(E)}{dE}}. \quad (4)$$

Для проведения этой процедуры мы использовали расчетные спектры, полученные путем подгонки экспериментальных спектров ровенского



Рис. 5. Отношение спектра ^{235}U к сумме всех спектров с весами, соответствующими составу активной зоны во время измерения Double Chooz: 1 — Mueller [9]; 2 — ILL [10]; 3 — Popov [11]; 4 — Vogel [7]; 5 — MEPhi [8].

эксперимента из [4]. Процедура подгонки будет описана ниже. Для проверки устойчивости данной процедуры мы приводим функцию восстановления спектра ^{235}U с использованием расчетных данных от разных авторов (рис. 5). Из рисунка видно, что разброс функций, полученных по разным спектрам, не превышает 1.5–2.0% 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.

На рис. 6 приведены полученные таким образом экспериментальные антинейтринные спектры

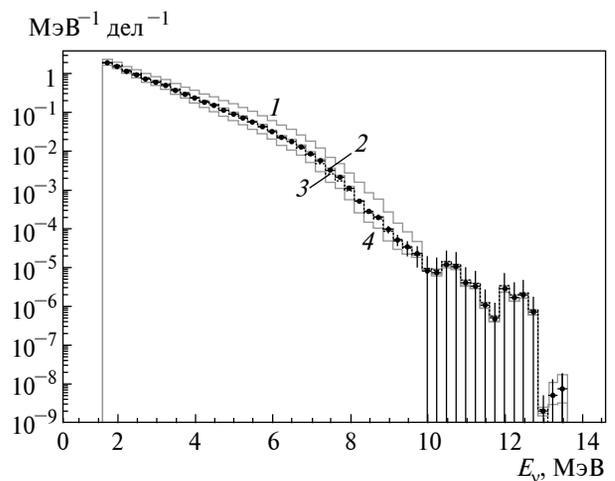


Рис. 6. Экспериментальные спектры антинейтрино делящихся изотопов $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, полученные путем деления экспериментального спектра Double Chooz: 1 — ^{238}U ; 2 — ^{235}U ; 3 — ^{241}Pu ; 4 — ^{239}Pu . Черные точки с ошибкой — спектр Double Chooz.

отдельных элементов ядерного топлива и полученный из измерения Double Chooz со средним составом топлива (см. выражения (3)), который оказывается близким по форме к спектру ^{235}U и ^{241}Pu .

6. ПОДГОНКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ РАСЧЕТНЫМИ СПЕКТРАМИ

Полученные экспериментальные спектры могут служить эталоном для проведения расчетов спектров с использованием существующих на сегодня баз данных по осколкам деления. Современные базы насчитывают более тысячи осколков, которые возникают в результате деления тяжелых изотопов урана и плутония. Для части из них не известны схемы бета-распадов, поэтому они дают неправильный вклад в общий антинейтринный или бета-спектр. Для расчета бета- и антинейтринного спектров для неизвестных осколков необходимо использовать различные модели распада. Самая простая модель — это приписывание осколку двух-трех уровней с равной вероятностью. Мы решили использовать силовую функцию для описания

вероятностей бета-переходов неизвестных осколков. В нашем случае была выбрана гауссова функция с шириной, равной 20% среднего значения. Силовая функция для конкретного осколка подбирается из наилучшего значения χ^2 при сравнении экспериментального и расчетного спектров.

На рис. 7 приведены экспериментальные спектры антинейтрино, полученные из эксперимента Double Chooz, и расчетные спектры после процедуры варьирования параметров силовой функции для неизвестных и оцененных осколков деления.

7. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА ДЛЯ СПЕКТРОВ ИЗОТОПОВ $^{235,238}\text{U}$ И $^{239,241}\text{Pu}$

Для полученных расчетных спектров $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$ были рассчитаны полные сечения, которые сравнили с расчетными сечениями спектров других авторов и экспериментальными сечениями с наилучшей точностью. Полученные нами расчетные сечения

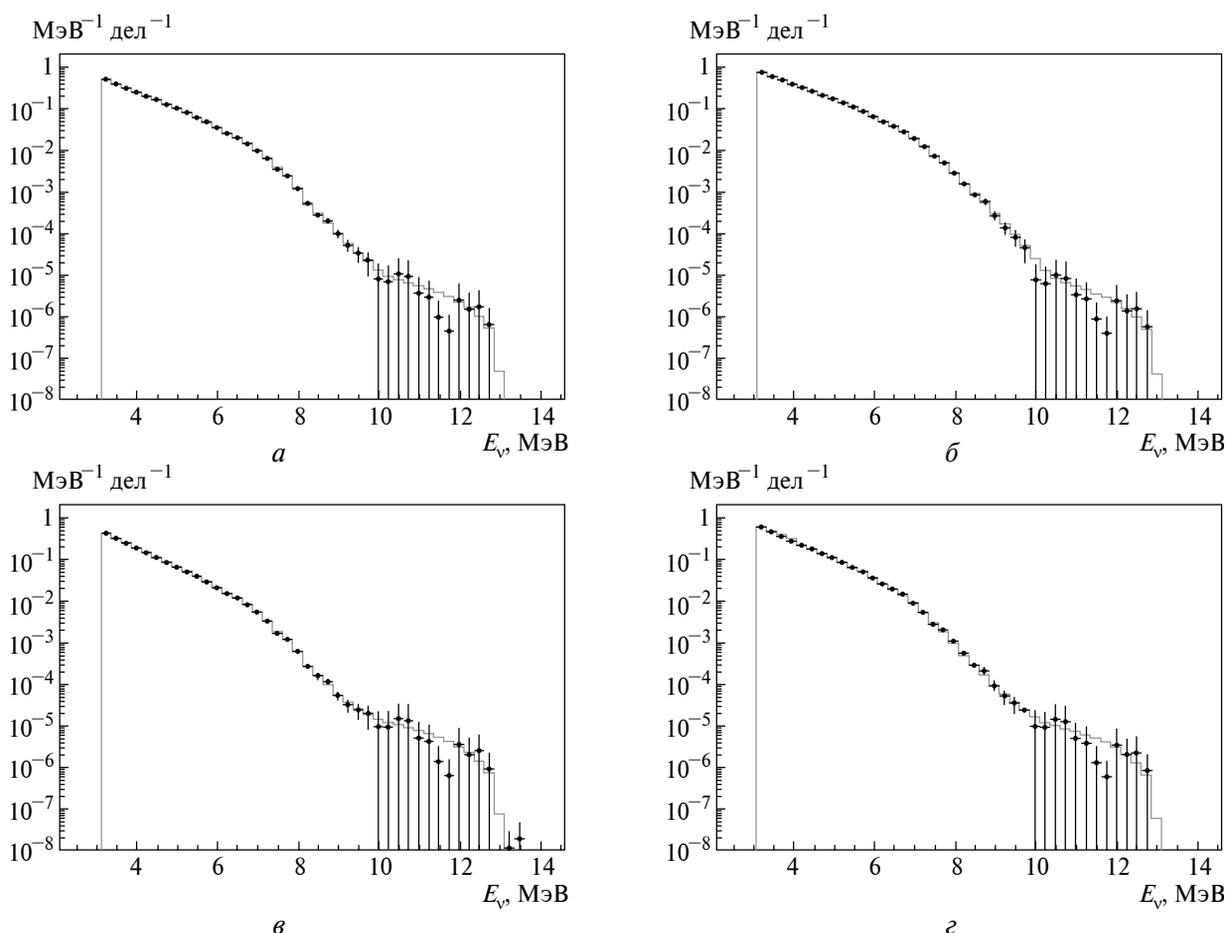


Рис. 7. Сравнение экспериментальных и расчетных спектров антинейтрино делящихся изотопов $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, полученных в результате подгонки. Черные точки с ошибкой — экспериментальный спектр, сплошная кривая — расчетный подгоночный спектр. На вкладках: *a* — ^{235}U ; *б* — ^{238}U ; *в* — ^{239}Pu ; *г* — ^{241}Pu .

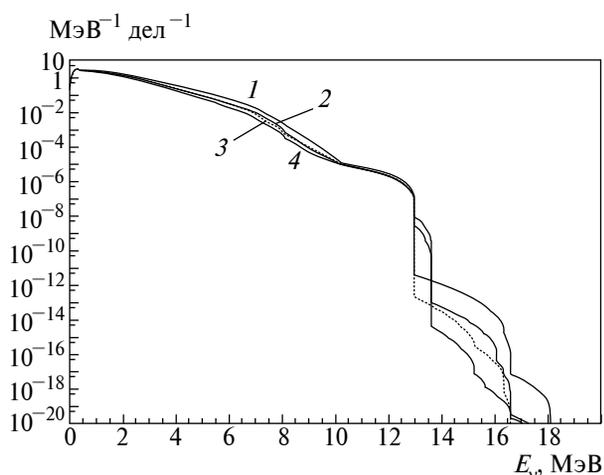


Рис. 8. Полные расчетные спектры антинейтрино делящихся изотопов $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, полученные в результате подгонки экспериментальных спектров Double Chooz.

Таблица 1. Сечения реакции ОБР, рассчитанные со спектрами антинейтрино ряда авторов (σ_{av} — сечение, усредненное по всем изотопам с весами (см. выражения 3))

Литература	Изотопы				α_{AV}
	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu	
[7]	6.50	9.11	4.53	6.52	6.07
[8]	6.40	9.21	4.39	6.48	5.98
[9]	6.68	10.12	4.39	6.08	6.18
[10]	6.43	8.93	4.20	5.80	5.87
[11]	6.31	9.40	4.33	5.80	5.89
Настоящая работа	6.06	9.24	4.18	5.92	5.70

такие же, как и у экспериментальных спектров, полученных разделением измеренного спектра при известном составе ядерного топлива. В табл. 1 приведены расчетные сечения после подгонки и сечения ряда авторов. Напомним, что наиболее точное сечение было получено в эксперименте Double Chooz [6] и равно $^{\text{exp}}\sigma_f = 5.71 \pm 0.06$ при составе ядерного топлива (см. выражения (3)) по числу делений изотопов в ядерном топливе.

Наше сечение рассчитано для более широкого диапазона энергий (1.8–16.0 МэВ) по сравнению с другими расчетными спектрами (1.8–8.0 и 1.8–9.5 МэВ для [9]).

На рис. 8 приведены расчетные спектры антинейтрино, удовлетворяющие экспериментальным спектрам Double Chooz.

8. ДИСКУССИЯ

Рассмотрим, как новые спектры отвечают современным наиболее точным измерениям сечения реакции обратного бета-распада Double Chooz [6], Bugey-4 [12], Daya Bay [13]. Точность измерения

Таблица 2. Отношение наиболее точных экспериментальных сечений реакции ОБР (σ_i) к сечению, рассчитанному по новым спектрам из настоящей работы (σ_{av})

Литература	σ_i	σ_{av}	$R = \sigma_i / \sigma_{av}$
[6]	5.71 ± 0.06	5.70	1.00
[12]	5.75 ± 0.08	5.68	1.012
[13]	5.72 ± 0.12	5.91	1.034

Таблица 3. Отношения сечений спектров антинейтрино (σ_i) к сечению настоящей работы (σ_{av}), рассчитанные для состава активной зоны Double Chooz (см. выражения (3))

Литература	σ_i	$R = \sigma_i / \sigma_{av}$
[7]	6.07	0.94
[8]	5.98	0.96
[9]	6.18	0.92
[10]	5.87	0.97
[11]	5.89	0.97

Double Chooz составляет 1%, что улучшило значение Bugey-4, равное 1.4%, а точность сечения Daya Bay составила 2%.

Из табл. 2, в которой приведены самые точные измерения сечения реакции ОБР в реакторных экспериментах, следует, что полученные нами спектры дают сечения, которые находятся в пределах одного стандартного отклонения с экспериментальными значениями.

В табл. 3 показаны отношения сечений из работ ряда авторов спектров антинейтрино к сечению данной работы, рассчитанные для состава активной зоны Double Chooz (см. выражения (3)).

Значения сечений, полученных в работах [8], [10] и [11], оказываются наиболее близкими к сечению Double Chooz (отличие 3–4%), однако нужно отметить, что эти сечения получены в более узком энергетическом диапазоне (1.8–8.0 МэВ). Если бы были данные по более жесткой части спектра, то сечения могли оказаться на несколько десятых долей процента больше и разница могла бы быть более существенной.

Кроме того, спектры антинейтрино этих авторов не описывают выпуклость в спектре антинейтрино в районе 6 МэВ. Полученные же нашей процедурой спектры очень хорошо описывают эту выпуклость. Эта выпуклость не может быть описана при расчете спектров с существующими базами данных по схемам распада осколков, так как современные базы имеют до одной трети оцененных данных, т.е. рассчитанных на базе существующих моделей ядра, которые могут не учитывать некоторые особенности распадов конкретных ядер. Прямое преобразование позитронного спектра в антинейтринный позволяет избежать модельных представлений. Подгонка же

экспериментальных спектров антинейтрино расчетом с возможностью изменять схемы распадов позволяет проверить модели атомного ядра на ряде неизвестных и оцененных осколков.

В результате расчета оказалось, что в жесткой части спектра (более 13 МэВ) все спектры оказываются близкими друг другу (см. рис. 8). Это происходит из-за того, что спектр в этой области определяется легким осколком ${}^8\text{Li}$, возникающим в результате тройных делений. Кумулятивный выход

этого хорошо известного осколка примерно одинаков для всех четырех изотопов ядерного топлива. В табл. 4 приведены кумулятивные выходы, периоды полураспада и энергии распада этого близких к нему осколков.

Окончательные спектры антинейтрино ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ и ${}^{241}\text{Pu}$ представлены в табл. 5. Спектры показаны до 13 МэВ, где начинается резкий спад по границе спектра ${}^8\text{Li}$. Более жесткие спектры оказываются сильно подавлены.

Таблица 4. Параметры распада и кумулятивные выходы на деление легких осколков, определяющих жесткую часть всех спектров антинейтрино делящихся изотопов

Изотоп	E_{\max} , МэВ	$T_{1/2}$, мс	${}^{235}\text{U}$	${}^{238}\text{U}$	${}^{239}\text{Pu}$	${}^{241}\text{Pu}$
${}^8\text{Li}$	12.975	839.9	1.08e-04	1.0262e-04	1.42e-04	1.41e-04
${}^9\text{Li}$	13.606	178.3	2.0558e-07	0	1.14e-06	0
${}^{12}\text{B}$	13.369	2.02	2.522e-07	0	4.73e-07	0

Таблица 5. Спектры антинейтрино ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$ за два года облучения топлива в единицах МэВ $^{-1}$ деление $^{-1}$

E , МэВ	${}^{235}\text{U}$	${}^{238}\text{U}$	${}^{239}\text{Pu}$	${}^{241}\text{Pu}$	E , МэВ	${}^{235}\text{U}$	${}^{238}\text{U}$	${}^{239}\text{Pu}$	${}^{241}\text{Pu}$
1.50	1.73	2.08	1.55	1.80	7.50	3.75×10^{-3}	7.01×10^{-3}	1.69×10^{-3}	2.52×10^{-3}
1.75	1.55	1.90	1.34	1.60	7.75	2.31×10^{-3}	4.56×10^{-3}	1.05×10^{-3}	1.59×10^{-3}
2.00	1.35	1.68	1.14	1.39	8.00	1.15×10^{-3}	2.59×10^{-3}	5.44×10^{-4}	8.36×10^{-4}
2.25	1.13	1.45	9.43×10^{-1}	1.18	8.25	4.73×10^{-4}	1.41×10^{-3}	2.40×10^{-4}	4.24×10^{-4}
2.50	9.40×10^{-1}	1.23	7.73×10^{-1}	9.84×10^{-1}	8.50	2.86×10^{-4}	8.53×10^{-4}	1.48×10^{-4}	2.54×10^{-4}
2.75	7.76×10^{-1}	1.03	6.27×10^{-1}	8.07×10^{-1}	8.75	1.66×10^{-4}	4.50×10^{-4}	8.84×10^{-5}	1.49×10^{-4}
3.00	6.22×10^{-1}	8.41×10^{-1}	4.94×10^{-1}	6.46×10^{-1}	9.00	8.75×10^{-5}	2.74×10^{-4}	4.79×10^{-5}	8.12×10^{-5}
3.25	5.01×10^{-1}	6.86×10^{-1}	3.85×10^{-1}	5.13×10^{-1}	9.25	5.43×10^{-5}	1.58×10^{-4}	3.35×10^{-5}	5.25×10^{-5}
3.50	3.96×10^{-1}	5.54×10^{-1}	2.94×10^{-1}	4.00×10^{-1}	9.50	3.33×10^{-5}	8.70×10^{-5}	2.35×10^{-5}	3.35×10^{-5}
3.75	3.14×10^{-1}	4.51×10^{-1}	2.26×10^{-1}	3.15×10^{-1}	9.75	2.02×10^{-5}	4.56×10^{-5}	1.69×10^{-5}	2.14×10^{-5}
4.00	2.47×10^{-1}	3.66×10^{-1}	1.72×10^{-1}	2.45×10^{-1}	10.00	1.28×10^{-5}	2.27×10^{-5}	1.32×10^{-5}	1.47×10^{-5}
4.25	1.96×10^{-1}	2.99×10^{-1}	1.31×10^{-1}	1.91×10^{-1}	10.25	9.15×10^{-6}	1.21×10^{-5}	1.09×10^{-5}	1.11×10^{-5}
4.50	1.57×10^{-1}	2.45×10^{-1}	1.02×10^{-1}	1.51×10^{-1}	10.50	7.52×10^{-6}	8.04×10^{-6}	9.53×10^{-6}	9.45×10^{-6}
4.75	1.26×10^{-1}	2.01×10^{-1}	7.93×10^{-2}	1.19×10^{-1}	10.75	6.41×10^{-6}	6.43×10^{-6}	8.32×10^{-6}	8.20×10^{-6}
5.00	9.92×10^{-2}	1.63×10^{-1}	6.14×10^{-2}	9.40×10^{-2}	11.00	5.45×10^{-6}	5.28×10^{-6}	7.15×10^{-6}	7.03×10^{-6}
5.25	7.72×10^{-2}	1.31×10^{-1}	4.71×10^{-2}	7.32×10^{-2}	11.25	4.58×10^{-6}	4.37×10^{-6}	6.01×10^{-6}	5.91×10^{-6}
5.50	5.95×10^{-2}	1.04×10^{-1}	3.59×10^{-2}	5.63×10^{-2}	11.50	3.75×10^{-6}	3.54×10^{-6}	4.92×10^{-6}	4.84×10^{-6}
5.75	4.52×10^{-2}	8.03×10^{-2}	2.68×10^{-2}	4.21×10^{-2}	11.75	2.96×10^{-6}	2.78×10^{-6}	3.88×10^{-6}	3.82×10^{-6}
6.00	3.37×10^{-2}	6.10×10^{-2}	1.94×10^{-2}	3.07×10^{-2}	12.00	2.22×10^{-6}	2.09×10^{-6}	2.92×10^{-6}	2.87×10^{-6}
6.25	2.55×10^{-2}	4.67×10^{-2}	1.44×10^{-2}	2.28×10^{-2}	12.25	1.56×10^{-6}	1.46×10^{-6}	2.05×10^{-6}	2.01×10^{-6}
6.50	1.93×10^{-2}	3.54×10^{-2}	1.07×10^{-2}	1.69×10^{-2}	12.50	9.74×10^{-7}	9.13×10^{-7}	1.28×10^{-6}	1.25×10^{-6}
6.75	1.39×10^{-2}	2.57×10^{-2}	7.53×10^{-3}	1.19×10^{-2}	12.75	4.80×10^{-7}	4.49×10^{-7}	6.35×10^{-7}	6.17×10^{-7}
7.00	9.56×10^{-3}	1.76×10^{-2}	4.93×10^{-3}	7.79×10^{-3}	13.00	2.58×10^{-9}	3.90×10^{-12}	8.62×10^{-9}	2.01×10^{-13}
7.25	6.01×10^{-3}	1.10×10^{-2}	2.84×10^{-3}	4.41×10^{-3}					

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены экспериментальные спектры антинейтрино $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$ из измерения, выполненного на ближнем детекторе эксперимента Double Chooz.

Проведены расчеты спектров антинейтрино $^{235,238}\text{U}$ и $^{239,241}\text{Pu}$, которые описывают экспериментальные спектры. Подгонка расчета к эксперименту велась с использованием силовой функции, используемой для описания схем бета-переходов неизвестных осколков.

Получена подправленная база данных осколков, позволяющая рассчитывать спектры антинейтрино, которые дают сечения, описывающие полученные экспериментально с наибольшей точностью.

Часть данных, полученных в ходе подгонки по оцененным осколкам, совпадает с имеющимися в существующих базах данных. Часть данных отличается.

При расчете спектров антинейтрино обнаружено, что в жесткой части спектра (более 13 МэВ) спектры всех тяжелых делящихся изотопов сходятся в один спектр за счет хорошо известных легких осколков, появляющихся при тройном делении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire, *Science* **124**, 103 (1956); В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, В. В. Синева,

2. В. В. Синева, *ЯФ* **76**, 578 (2013) [V. V. Sinev, *Phys. At. Nucl.* **60**, 172 (1997)].
3. H. de Kerret *et al.* (Double Chooz Collab.), *JHEP* **1811**, 053 (2018).
4. H. de Kerret, T. Abrahao, H. Almazan, *et al.* (Double Chooz Collaboration), *Nature Physics* **16**, 558 (2020).
5. P. Vogel, R. E. Schenter, F. M. Mann, and G. K. Schenter, *Phys. Rev. C* **24**, 1543 (1981).
6. P. M. Rubtsov, P. A. Ruzhansky, V. G. Alexankin, *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **46**, 1028 (1987); V. G. Alexankin, S. V. Rodichev, P. M. Rubtsov, and P. A. Ruzhansky, in *Proceedings of the International School LEWI-1990*.
7. T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, Th. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, *Phys. Rev. C* **83**, 054615 (2011).
8. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch, *Phys. Lett. B* **160**, 325 (1985); A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, *Phys. Lett. B* **218**, 365 (1989).
9. Д. В. Попов, М. Д. Скорохватов, *Письма в ЭЧАЯ* **20**, 5 (2023); V. Kopeikin, M. Skorokhvatov, and O. Titov, *Phys. Rev. D* **104**, 071301 (2021); arXiv: 2103.01684 [nucl-ex].
10. Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefievre, M. Obolensky, A. Etenko, Yu. Kozlov, I. Machulin, V. Martemianov, L. Micaelyan, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, and V. Vyrodiv, *Phys. Lett. B* **338**, 383 (1994).
11. F. P. An *et al.* (Daya Bay Collab.), *Chin. Phys. C* **41**, 013002 (2017).

ANTINEUTRINO SPECTRA OF $^{235,238}\text{U}$ AND $^{239,241}\text{Pu}$ TAKEN FROM THE Double Chooz EXPERIMENT

A. P. Vlasenko^{1), 2)}, S. V. Ingerman¹⁾, P. Yu. Naumov²⁾, V. V. Sinev^{1), 2)}

¹⁾*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu antineutrino spectra were obtained from the measurement done by the near detector in Double Chooz experiment. Method of converting the experimental positron spectrum into the antineutrino one has been developed. The spectrum conversion function obtained from Monte Carlo calculations is used. The experimental antineutrino spectrum taken by this method corresponds to a certain fuel composition of a nuclear reactor core in parts of fission. It is possible to split the experimental antineutrino spectrum on nuclear fuel components spectra. Nuclear fuel individual isotope antineutrino spectra from uranium and plutonium were fitted by the calculated ones obtained by summation of individual fragment spectra. In the calculation, a strength function was used to describe the probability distribution of beta transitions for unknown fragments. The most accurate experimental cross sections of inverse beta decay reaction measured in a number of experiments are consistent with sections calculated on base of our experimental and calculated ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu antineutrino spectra.