

## МОДЕЛЬ КОНВЕРСИИ БЕТА-СПЕКТРОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УРАНА И ПЛУТОНИЯ В СПЕКТРЫ АНТИНЕЙТРИНО

*Д. В. Попов<sup>а,б</sup>, М. Д. Скорохватов<sup>а,б,1</sup>*

<sup>а</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

<sup>б</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Разработана методика реконструкции кумулятивных спектров реакторных антинейтрино продуктов деления изотопов урана и плутония. На основе изложенного алгоритма реконструкции и использования кумулятивных бета-спектров, измеренных в Институте им. Лауэ–Ланжевена, Техническом университете Мюнхена и в НИЦ «Курчатовский институт», рассчитаны кумулятивные спектры антинейтрино продуктов деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и продуктов деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами. Описаны используемые в модели приближения, проведен анализ погрешностей результатов, представлено сравнение полученных спектров с расчетами других работ.

The reconstruction technique for reactor antineutrino spectra of uranium and plutonium isotopes fission products is developed. Based on presented algorithm of reconstruction and the cumulative beta-spectra measured at the Laue–Langevin Institute, at the Technical University of Munich and at NRC Kurchatov Institute, the cumulative antineutrino spectra of fission products of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  by thermal neutrons and  $^{238}\text{U}$  by fast neutrons are calculated. Approximations used in the model are considered, the errors analysis of results is carried out, the comparison of obtained spectra with calculations of other works is presented.

PACS: 14.60.Lm; 23.40.–s; 23.40.Bw; 25.85.–w

### ВВЕДЕНИЕ

Цепная реакция деления тяжелых изотопов в активной зоне реактора сопровождается эмиссией электронных антинейтрино, основная часть которых излучается в процессах бета-распада продуктов деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . Кумулятивные спектры электронов и антинейтрино этих изотопов изучаются уже несколько десятилетий в ходе фундаментальных и прикладных (см., например, [1, 2]) нейтринных исследований. Однако недостаточно полная совокупность сведений об этих спектрах приводит к неопределенности в анализе реакторных экспериментов, а иногда и к неоднозначной интерпретации результатов.

---

<sup>1</sup>E-mail: Skorokhvatov\_MD@nrcki.ru

Кажущийся очевидным способ определения кумулятивных спектров антинейтрино состоит в прямом суммировании индивидуальных спектров от всех продуктов бета-распада с учетом выхода каждой моды деления (так называемый метод *ab initio* (см. обзор [3] и, например, работы [4, 5])). Всего в спектры  $e$  и  $\bar{\nu}_e$  вносят вклад несколько тысяч ядерных переходов; для части переходов интерпретация схем распада может быть проблематичной из-за эффекта пандемониума [6], а в ряде случаев данные совсем отсутствуют. Кроме того, зачастую имеется разброс в информации о кумулятивных выходах продуктов деления, приводимой в разных базах данных. Перечисленные факторы осложняют предсказания спектров в рамках метода *ab initio*.

Другой метод основан на измерении кумулятивных спектров бета-электронов продуктов деления изотопов урана и плутония с последующей конверсией этих спектров в спектры антинейтрино. Наиболее широко используемый вариант этого метода был сформулирован и применен в работах [7–10] и заключался в следующем. Тонкие фольги изотопов  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  облучались в потоке тепловых нейтронов реактора Института им. Лауэ–Ланжевена (ILL). Бета-электроны от продуктов деления выводились из реактора и измерялись спектрометром с высоким разрешением [11]. Для получения кумулятивных спектров антинейтрино в работах [7–10] была разработана процедура конверсии  $\rho_\beta(E_\beta) \rightarrow \rho_\nu(E_\nu)$ . Каждый измеренный спектр описывался суммой некоторого количества (обычно около 30) виртуальных бета-переходов разрешенного типа, параметры которых определялись путем подгонки. Далее подгоночные бета-спектры пересчитывались в спектры антинейтрино, которые затем суммировались для получения кумулятивных спектров соответствующих изотопов:  $\rho_\nu^{235}(E_\nu)$ ,  $\rho_\nu^{239}(E_\nu)$  и  $\rho_\nu^{241}(E_\nu)$ .

Поскольку деление  $^{238}\text{U}$  инициируется быстрыми нейтронами, кумулятивный бета-спектр на реакторе ILL не измерялся и спектр антинейтрино  $\rho_\nu^{238}(E_\nu)$  был получен расчетным методом (например, [12]). Позднее измерение бета-спектра продуктов деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами было выполнено в Техническом университете Мюнхена (TUM) в эксперименте на нейтронном источнике FRM с последующим пересчетом данных в спектр антинейтрино  $\rho_\nu^{238\text{TUM}}(E_\nu)$  [13].

В 2007 г. в работе [14] на основе моделирования Монте-Карло проведен дополнительный анализ надежности метода конверсии. Были изучены условия применимости процедуры преобразования, обеспечивающие восстановление спектров реакторных антинейтрино с точностью порядка 1%. В работе [15] 2011 г. для получения кумулятивных спектров антинейтрино от  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  был применен смешанный подход. Сначала спектры электронов и антинейтрино от переходов с хорошо известными параметрами суммировались согласно методу *ab initio*. Далее, вычисленный кумулятивный бета-спектр вычитался из данных ILL, а результат вычитания преобразовывался методом конверсии в спектр антинейтрино. Итоговый спектр антинейтрино получался сложением вкладов изученных и неизученных переходов. Смешанный подход продемонстрировал систематический положительный сдвиг нормализации спектров приблизительно на 3% относительно данных ILL [7–10].

Позднее в работе [16] алгоритм конверсии спектров бета-электронов, измеренных в ILL, был улучшен за счет введения ряда поправок при описании виртуальных разрешенных бета-спектров. Результаты для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  хорошо согласовались с результатами смешанной модели [15] и также подтвердили 3%-е превышение спектров антинейтрино относительно реконструированных по методу ILL. Модель

конверсии бета-спектров, по данным работ [15, 16], обычно обозначаемая в специальной литературе как модель Huber–Mueller (НМ), нашла широкое применение для анализа реакторных нейтринных экспериментов.

Однако экспериментальные данные по интенсивности потоков реакторных антинейтрино, измеряемых с помощью реакции обратного бета-распада  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  на разных расстояниях от реакторов, не согласовывались с моделью НМ, которая предсказывала 5%-е превышение наблюдаемого потока. Данную проблему дефицита измеряемого потока антинейтрино, называемую в специальной литературе реакторной антинейтринной аномалией (Reactor Antineutrino Anomaly, RAA [17]), обычно связывают с двумя причинами:

- с проявлением эффектов новой физики, в частности с переходами реакторных антинейтрино в стерильное состояние (см., например, [18]);
- с неточностью модельных спектров антинейтрино  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , вызванной либо ошибками в измерениях бета-спектров группы ILL, либо недостатками самой процедуры конверсии.

Недавно в эксперименте [19], поставленном в НИЦ «Курчатовский институт», были выполнены измерения отношения  $\rho_{\beta}^{235}/\rho_{\beta}^{239}$  кумулятивных бета-спектров  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Анализ новых результатов [19, 20] указывает, что отношение  $\rho_{\beta}^{235}/\rho_{\beta}^{239}$ , рассчитанное по данным ILL, завышено в  $1,054 \pm 0,002$  раза. С учетом результатов действующих реакторных нейтринных экспериментов и уточнения ядерных данных, использованных в ILL при калибровке, в работе [20] сделан вывод о том, что различие связано с переоценкой нормировки бета-спектра  $^{235}\text{U}$  в эксперименте ILL.

В результате скорректированный бета-спектр  $\rho_{\beta}^{235}$  был конвертирован в спектр антинейтрино  $\rho_{\nu}^{235}_{\text{КИ}}$ . Для этого была построена модель конверсии — модель Курчатовского института (КИ), в целом сохранившая подход НМ, но имеющая некоторые отличия. С использованием модели КИ и скорректированного  $\rho_{\beta}^{235}$  в спектр антинейтрино был также реконструирован бета-спектр продуктов деления  $^{238}\text{U}$ .

Цель настоящей работы — описать процедуру конверсии в рамках модели КИ и представить полученные спектры реакторных антинейтрино. При использовании переоцененных бета-спектров изотопов урана и бета-спектров  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , по данным экспериментов ILL, предсказания модели КИ согласуются с данными реакторных экспериментов, что ставит под сомнение наличие проблемы RAA (см., например, анализ в работе [21]).

## 1. СООТВЕТСТВИЕ КОНВЕРСИОННОГО И РЕАЛЬНОГО СПЕКТРОВ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Перед началом описания алгоритма конверсии перечислим факторы, ограничивающие точность описания реального спектра антинейтрино от ядерного реактора.

Во-первых, продукты деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  являются основными, но не единственными источниками реакторных антинейтрино. Существуют и другие процессы, приводящие к излучению антинейтрино, такие как захват нейтронов в материалах активной зоны реактора. Описание этих процессов, которые далее не рассматриваются, можно найти в [22]. Их вклад в интенсивность составляет не более 3–3,5% и важен только в области до 3–3,5 МэВ.

Во-вторых, время облучения мишеней изотопов урана и плутония в экспериментах ILL составляло около одних суток, в то время как на энергетических реакторах типа ВВЭР облучение топлива происходит в течение примерно 4 лет. В результате измеренный в ILL спектр является неравновесным и не в полной мере воспроизводит вклад долгоживущих продуктов деления. Учет бета-переходов с временами жизни более суток увеличивает выход бета-электронов на величину до 5% в области энергий до 3 МэВ [22].

Наконец, энергетические спектры нейтронов при облучении мишеней в исследовательском и энергетическом реакторах, вообще говоря, различны. В случае энергетических реакторов в деления изотопов урана и плутония дают вклад надтепловые нейтроны, которые могут изменить выходы продуктов деления. Однако, согласно оценке [23], различие в энергии нейтронов приводит к изменению выхода антинейтрино менее чем на 1% на одно деление и несущественно влияет на спектры.

Таким образом, конвертированный спектр антинейтрино не может в полной мере описать спектр антинейтрино от ядерного реактора, особенно в области до 3–3,5 МэВ, где требуется введение вклада дополнительных источников нейтринного излучения (см. [22]).

## 2. АЛГОРИТМ КОНВЕРСИИ КИ

Как и в пионерских работах группы К. Шрекенбаха [7–10], процедура конверсии в нашем случае основывалась на подгонке измеренного бета-спектра несколькими виртуальными бета-переходами разрешенного типа, каждый из которых можно описать «наивным» выражением вида

$$\rho_{\beta}^0(T_{\beta}) = k p_{\beta} E_{\beta} (Q - T_{\beta})^2 F(Z, E_{\beta}), \quad (1)$$

где  $k$  — нормировочный множитель;  $p_{\beta}$ ,  $T_{\beta}$  и  $E_{\beta}$  — импульс, кинетическая и полная энергии электрона;  $Q$  — энергия реакции;  $Z$  — заряд дочернего ядра. Входящая в (1)  $F(Z, E_{\beta})$  — функция Ферми — учитывает кулоновское взаимодействие бета-электрона с точечным дочерним ядром и описывается следующим уравнением (см., например, [24]):

$$F(Z, E_{\beta}) = 2(\gamma + 1)(2p_{\beta}R)^{2\gamma-1} e^{\pi y} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{|\Gamma(2\gamma + 1)|^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$ ;  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $R$  — радиус ядра;  $y = \alpha Z E_{\beta} / p_{\beta}$ ;  $\Gamma(z)$  — гамма-функция. Для радиуса ядра использовалась формула [25]

$$R(A) = 1,121A^{1/3} + 2,426A^{-1/3} - 6,614A^{-1} \text{ фм}, \quad (3)$$

где  $A$  — атомный номер. Отметим, что включение функции Ферми в описание бета-переходов приводит к тому, что спектры электронов (1) имеют ненулевое значение на нижней границе спектра, а спектры антинейтрино — на верхней границе.

Для уточнения формы спектра в (1) были введены следующие поправочные множители:  $L(Z, E_{\beta})$  и  $C(Z - 1, E_{\beta}, Q)$  — поправки на конечный радиус ядра и слабого

взаимодействия;  $S(Z, E_\beta)$  — поправка на экранирование;  $G_\beta(E_\beta, Q)$  — радиационная поправка;  $(1 + \delta_{WM})$  — поправка, учитывающая вклад слабого магнетизма. Таким образом, для описания подгоночных спектров нами было использовано выражение

$$\rho_\beta(T_\beta) = \rho_\beta^0(T_\beta) \cdot L(Z, E_\beta) C(Z - 1, E_\beta, Q) S(Z, E_\beta) G_\beta(E_\beta, Q) (1 + \delta_{WM}). \quad (4)$$

Алгоритм конверсии заключался в следующем. Предполагалось, что вблизи правой границы вклад в кумулятивный бета-спектр дает лишь один бета-переход с максимальным значением энергии реакции. Этот вклад был описан с помощью виртуального разрешенного перехода (4). На конце энергетической шкалы фиксировался отрезок, содержащий оптимальное для подгонки число экспериментальных точек. Далее в ходе аппроксимации определялись параметры первого виртуального спектра — граничная энергия  $Q$  и нормировочный коэффициент  $k$ . Подгоночный спектр затем вычитался из измеренного кумулятивного спектра, после чего опять фиксировался конечный отрезок, на котором проводилась аппроксимация полученного после вычитания спектрального состава. Затем процедура повторялась до полного совпадения суммы виртуальных спектров с измеренным кумулятивным бета-спектром изотопа. Каждый из полученных одиночных виртуальных спектров электронов  $\rho_\beta(T_\beta)$  пересчитывался в спектр антинейтрино  $\rho_\nu(E_\nu)$  заменами  $T_\beta \rightarrow E_\nu = Q - T_\beta$  и  $G_\beta \rightarrow H_\nu$ , где  $H_\nu$  — радиационная поправка для спектра антинейтрино. Суммирование полученных таким образом спектров  $\rho_\nu(E_\nu)$  давало конвертированный антинейтринный спектр продуктов деления данного изотопа.

Результаты применения процедуры подгонки бета-спектров показывают, что согласие с экспериментальными данными ILL достигается уже при использовании 10–15 виртуальных переходов. Однако, в отличие от гладкого бета-спектра, на конверсионном спектре антинейтрино появляются пилообразные скачки в области верхних границ  $Q$  энергии виртуальных бета-переходов. Очевидно, что такие скачки имеют нефизическую природу и не воспроизводят тонкую структуру спектра антинейтрино. Устранение этих скачков в рамках процедуры конверсии КИ проводилось в 2 этапа. На первом этапе к первичному набору виртуальных бета-спектров добавлялись с меньшими весами дополнительные. При этом учитывалось, что в мягкую область энергий реального кумулятивного спектра вносит вклад большее число бета-переходов. Параметры дополнительных ветвей уточнялись в процессе описания всего кумулятивного бета-спектра целиком, с использованием как первичного, фиксированного, набора, так и дополнительного. На втором этапе проводилось усреднение уточненного спектра антинейтрино по энергетическим диапазонам шириной 250 кэВ.

### 3. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

**3.1. Подгоночные спектры в модели КИ.** Подробнее множители, входящие в выражение (4), приведены в таблице. В описание подгоночных спектров включались только поправки, вклад которых составляет более 1%. Кроме того, к поправкам предъявлялось требование монотонной непрерывной зависимости от подгоночных параметров (это требование не выполнялось, например, для поправки на эффект атомного обмена (см. параметризацию этой поправки в работе [29])).

**Поправки к виртуальным бета-спектрам, используемые в данной работе**

Поправка	Физический эффект, учитываемый поправкой	Ссылка
$L(Z, E_\beta)$	Влияние размера дочернего ядра, изменяющего вид кулоновского поля	[24]
$C(Z, E_\beta, Q)$	Учет размеров и ядерной структуры родительского ядра, пространственных вариаций лептонных волновых функций	[24]
$S(Z, E_\beta)$	Экранирование заряда дочернего ядра электронами атома	[30]
$G_\beta(E_\beta, Q)$	Влияние на бета-спектр виртуальных/реальных фотонов вследствие электростатического взаимодействия дочернего ядра с улетающим электроном	[31]
$H_\nu(E_\nu, Q)$	Косвенное влияние электростатического поля дочернего ядра на спектр антинейтрино через обмен виртуальными фотонами и учет тормозного излучения	[32]
$1 + \delta_{WM}$	Поправка на слабый магнетизм, учитывающая эффективное взаимодействие бета-электрона с магнитным моментом ядра	[33]

**3.2. Подгоночные параметры.** Форма подгоночного бета-спектра (4) при фиксированном наборе поправок определяется следующими параметрами: нормировочным коэффициентом  $k$ , энергией реакции  $Q$ , зарядом  $Z$  и атомным номером  $A$  дочернего ядра. Традиционно на них накладываются дополнительные условия связи, основанные на информации о реальных бета-распадах из ядерных баз данных. Это решение упрощает модель за счет уменьшения числа свободных параметров (см., например, [14]).

Широко используемый подход [9, 14, 16] состоит в замене параметра  $Z$  эффективным зарядом ядра  $\langle Z \rangle$ . В модели конверсии КИ использовалась аппроксимация  $\langle Z \rangle(Q)$  квадратичной функцией, предложенная в работе [16]. Помимо этого, эффективный заряд связывался с атомным номером простым соотношением  $A = 2\langle Z \rangle$  (отметим, что влияние параметра на процедуру конверсии оказывается достаточно малым).

Таким образом, в рамках используемого нами метода конверсии форма подгоночных бета-переходов полностью определяется нормировочным множителем  $k$  и энергией реакции  $Q$ .

**3.3. Вклад запрещенных переходов.** Как известно, вклад запрещенных переходов первого порядка в кумулятивные спектры составляет около 25%. Правильный учет этого вклада существен в рамках метода *ab initio*, в то время как процедура конверсии основана на преобразовании измеренного бета-спектра, в котором вклад запрещенных переходов уже содержится. Соответственно, можно ожидать, что процедура конверсии экспериментального бета-спектра в генетически связанный с ним спектр антинейтрино слабее зависит от формы подгоночных виртуальных бета-переходов. Анализ вопроса в работах [26–28] показал, что варьирование доли запрещенных переходов приводит к изменениям в конвертированных спектрах в пределах значений 1–4%.

В целом проблема правильного учета запрещенных переходов в методе конверсии остается открытой и требует дополнительного исследования. В связи с этим мы производили подгонку бета-спектров наиболее простым способом — только разрешенными бета-переходами.

**3.4. Тонкая структура спектров.** Как было отмечено выше, в случае одиночного бета-перехода спектр антинейтрино в окрестности граничной энергии имеет ненуле-

вое значение с последующим резким падением. В результате реальный кумулятивный спектр антинейтрино, обусловленный тысячами переходов, обладает пилообразной микроструктурой [34, 35], которую процедура конверсии не воспроизводит. Скачки у границ виртуальных спектров антинейтрино имеют нефизическую природу и, как было представлено выше, были сглажены.

Обратим также внимание, что в экспериментах спектральный состав реакторных антинейтрино измеряется детекторами, обладающими определенным энергетическим разрешением, сглаживающим реальную микроструктуру. Поэтому сглаживание скачков виртуальных спектров антинейтрино в процедуре конверсии, описанное выше, представляется вполне обоснованным для моделирования экспериментальных спектров реакторных антинейтрино.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ КОНВЕРСИИ, ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ И СРАВНЕНИЕ

В процедуре конверсии были использованы скорректированные, согласно данным работы [20], кумулятивные бета-спектры продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . Спектр антинейтрино  $\rho_{\text{KI}}^{235}(E_\nu)$  был получен непосредственной конверсией скорректированного бета-спектра, после чего был рассчитан спектр антинейтрино  $\rho_{\text{KI}}^{238}(E_\nu)$ . Полученные кумулятивные спектры антинейтрино продуктов деления изотопов урана представлены в приложении.

Обсудим ошибки результирующих спектров антинейтрино. Основная погрешность значений связана с переносом ошибок исходного бета-спектра на конвертированный спектр антинейтрино, включающих статистическую погрешность и погрешность нормировки. Погрешности нормировки  $\delta_{\text{norm}}$  бета-спектров напрямую переносились на спектры антинейтрино, они даны в работах [13, 36] и для  $^{235}\text{U}$  составляют от 1,7 до 1,9%.

Для оценки статистической погрешности был использован метод многократного повторения процедуры конверсии с варьированием значений бета-спектров в пределах их погрешностей, распределенных по нормальному закону. Полученный таким образом усредненный спектр  $\langle\rho_\nu\rangle$  антинейтрино брался как итоговый, а среднеквадратичный разброс значений  $\Delta\rho_\nu$  отождествлялся с ошибкой процедуры конверсии  $\delta_{\text{stat}}$ , порожденной статистической погрешностью исходных данных. На рис. 1 в качестве примера приведены полученные описанным выше способом распределения значений спектра  $\rho_\nu^{235}$  для промежуточных энергий антинейтрино 2, 4, 6 и 8 МэВ, средние значения распределений и среднеквадратичные отклонения.

Помимо погрешностей  $\delta_{\text{stat}}$  и  $\delta_{\text{norm}}$ , порождаемых ошибками исходных данных, заметный вклад в погрешность процедуры преобразования оказывают разброс  $\delta_{\text{WM}}$  значений величины слабого магнетизма и ошибки  $\delta_{\langle Z \rangle}$  эффективного заряда ядра  $\langle Z \rangle(Q)$ . Их вклад был рассчитан в работе [16] и составил по совокупности от сотых долей процента до 5% для разных значений энергии. Итоговая погрешность конвертированного спектра антинейтрино при заданной энергии оценивается как

$$\delta\rho_\nu = \sqrt{\delta_{\text{stat}}^2 + \delta_{\text{norm}}^2 + \delta_{\text{WM}}^2 + \delta_{\langle Z \rangle}^2}.$$

На рис. 2 представлено сравнение спектров антинейтрино продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , полученных согласно процедуре НМ [15, 16] (для  $^{238}\text{U}$  мы дополнительно

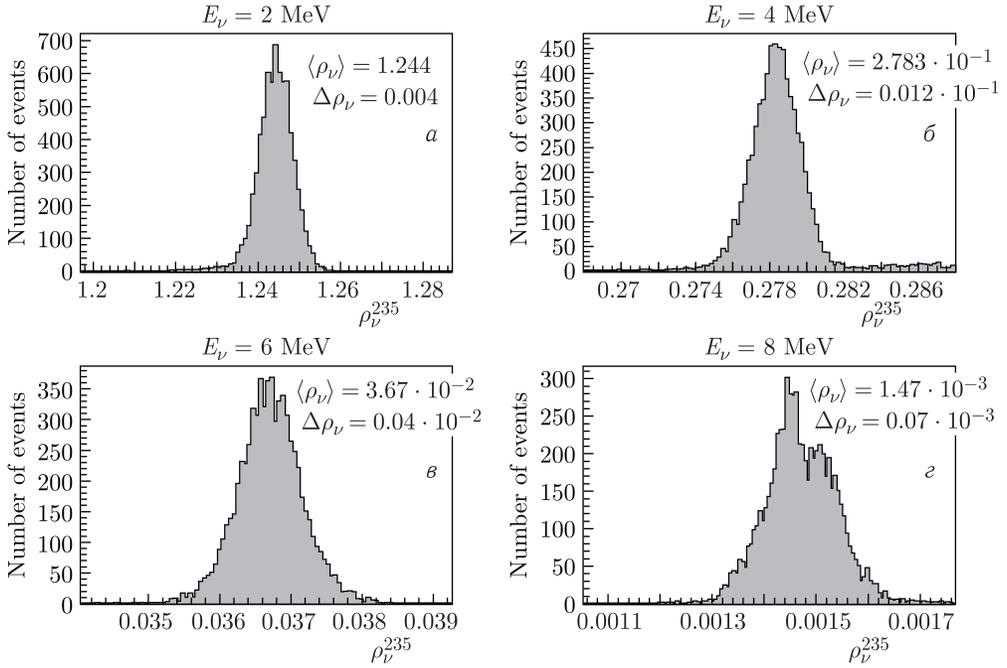


Рис. 1. Распределения значений  $\rho_{\nu}^{235}(E_{\nu})$  в единицах  $\text{МэВ}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1}$  для энергий антинейтрино 2 МэВ (а), 4 МэВ (б), 6 МэВ (в), 8 МэВ (г), полученные многократной конверсией за 10000 итераций

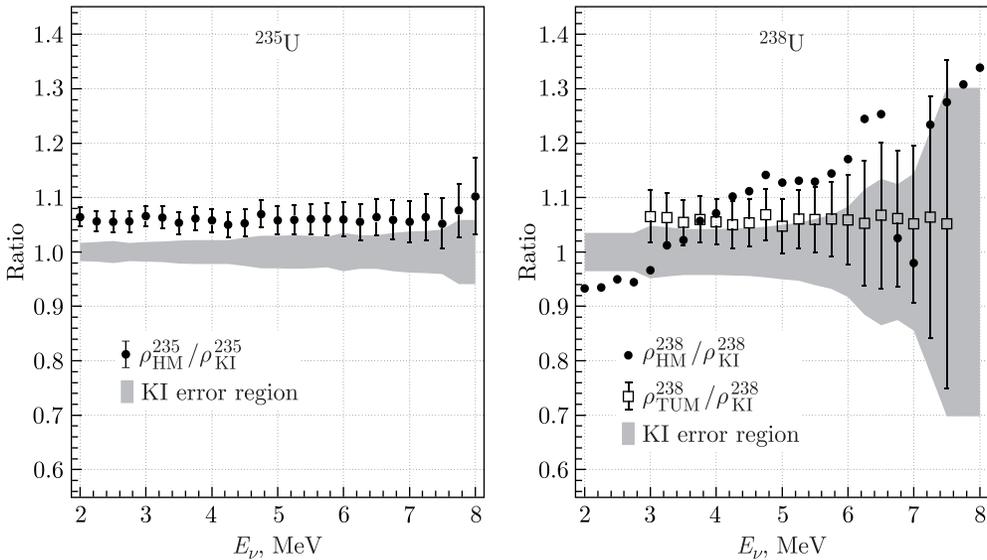


Рис. 2. Сравнение спектров антинейтрино для  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  согласно моделям КИ, НМ [15, 16] и TUM [13]. Для *ab initio* спектра  $\rho_{\text{HM}}^{238}$  ошибки не приводим

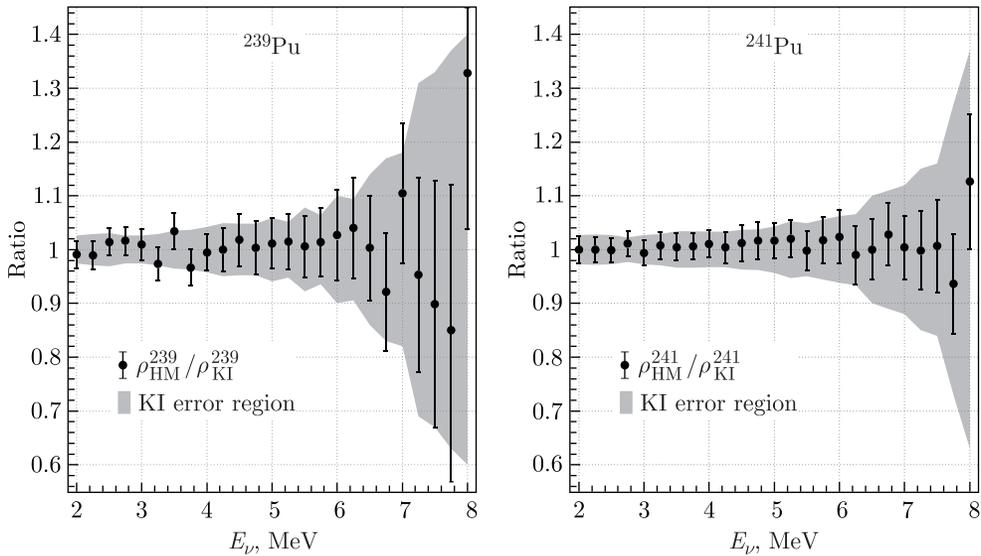


Рис. 3. Сравнение спектров антинейтрино для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  согласно моделям КИ и НМ [16]

приводим сравнение со спектром TUM [13]), с теми же спектрами, полученными по процедуре КИ. Видно, что конвертированные спектры антинейтрино продуктов деления изотопов урана показывают существенную разницу, связанную в основном с переоценкой исходных кумулятивных бета-спектров.

Аналогичным образом была проведена конверсия кумулятивных бета-спектров продуктов деления изотопов плутония, взятых из работы [36]; результаты приведены в приложении. Сравнение спектров антинейтрино моделей КИ и НМ для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , представленное на рис. 3, показывает согласие двух моделей в пределах погрешностей при использовании одинаковых исходных бета-спектров.

Таким образом, модель КИ в целом предсказывает более мягкий спектр реакторных антинейтрино, чем модель НМ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана модель реконструкции бета-спектров продуктов деления изотопов урана и плутония в спектры антинейтрино (модель КИ). Описан используемый алгоритм конверсии, представлены неучтенные факторы процедуры и использованные приближения. Приведены оценка погрешностей спектров антинейтрино и сравнение спектров, предсказываемых моделью КИ, со спектрами реакторных антинейтрино моделей Huber–Mueller (для  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ ) и TUM (для  $^{238}\text{U}$ ).

Полученные в настоящей работе результаты — кумулятивные спектры антинейтрино продуктов деления изотопов урана и плутония — согласуются с данными реакторных экспериментов (см., например, [21]), что решает проблему реакторной антинейтринной аномалии. Развитие модели будет направлено на улучшение процедуры конверсии с уточнением формы подгоночных виртуальных спектров, в том числе путем введения запрещенных переходов.

Авторы благодарят В. И. Копейкина и О. А. Титова за помощь и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект «Нейтринные детекторы для дистанционного контроля ядерных реакторов и астрофизических установок» № FSWU-2022-0018).

### Приложение

**Кумулятивные спектры антинейтрино продуктов деления изотопов урана и плутония в единицах  $\text{МэВ}^{-1} \cdot \text{дел.}^{-1}$ . Ошибки даны на уровне достоверности  $1\sigma$  (68 %)**

$E_\nu$ , МэВ	$\rho_\nu^{235}$	$\rho_\nu^{238}$	$\rho_\nu^{239}$	$\rho_\nu^{241}$
2,00	$1,24 \pm 0,02$	$1,53 \pm 0,05$	$1,09 \pm 0,03$	$1,26 \pm 0,03$
2,25	$1,06 \pm 0,02$	$1,35 \pm 0,05$	$(9,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-1}$	$1,08 \pm 0,03$
2,50	$(8,67 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$1,18 \pm 0,04$	$(7,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$	$(9,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$
2,75	$(7,29 \pm 0,12) \cdot 10^{-1}$	$1,04 \pm 0,04$	$(6,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$	$(7,68 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$
3,00	$(6,11 \pm 0,11) \cdot 10^{-1}$	$(9,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-1}$	$(5,10 \pm 0,13) \cdot 10^{-1}$	$(6,45 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$
3,25	$(5,20 \pm 0,09) \cdot 10^{-1}$	$(7,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-1}$	$(4,09 \pm 0,11) \cdot 10^{-1}$	$(5,32 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$
3,50	$(4,31 \pm 0,09) \cdot 10^{-1}$	$(6,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-1}$	$(3,18 \pm 0,11) \cdot 10^{-1}$	$(4,37 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$
3,75	$(3,43 \pm 0,08) \cdot 10^{-1}$	$(5,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$	$(2,70 \pm 0,10) \cdot 10^{-1}$	$(3,44 \pm 0,12) \cdot 10^{-1}$
4,00	$(2,78 \pm 0,06) \cdot 10^{-1}$	$(4,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$	$(1,96 \pm 0,08) \cdot 10^{-1}$	$(2,79 \pm 0,09) \cdot 10^{-1}$
4,25	$(2,19 \pm 0,05) \cdot 10^{-1}$	$(3,33 \pm 0,14) \cdot 10^{-1}$	$(1,57 \pm 0,08) \cdot 10^{-1}$	$(2,19 \pm 0,07) \cdot 10^{-1}$
4,50	$(1,70 \pm 0,04) \cdot 10^{-1}$	$(2,64 \pm 0,12) \cdot 10^{-1}$	$(1,11 \pm 0,05) \cdot 10^{-1}$	$(1,64 \pm 0,06) \cdot 10^{-1}$
4,75	$(1,29 \pm 0,04) \cdot 10^{-1}$	$(2,03 \pm 0,10) \cdot 10^{-1}$	$(8,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	$(1,23 \pm 0,05) \cdot 10^{-1}$
5,00	$(1,04 \pm 0,03) \cdot 10^{-1}$	$(1,62 \pm 0,08) \cdot 10^{-1}$	$(6,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	$(9,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$
5,25	$(8,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$	$(1,26 \pm 0,07) \cdot 10^{-1}$	$(4,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$	$(7,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$
5,50	$(6,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$	$(9,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$	$(3,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$	$(5,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$
5,75	$(4,81 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$	$(7,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$	$(2,88 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$	$(4,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
6,00	$(3,67 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$	$(5,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	$(1,87 \pm 0,19) \cdot 10^{-2}$	$(2,98 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$
6,25	$(2,72 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$	$(3,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	$(1,23 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$	$(2,00 \pm 0,13) \cdot 10^{-2}$
6,50	$(2,04 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$	$(2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	$(9,9 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$	$(1,54 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}$
6,75	$(1,52 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$	$(2,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$	$(8,2 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$	$(1,06 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$
7,00	$(1,08 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$	$(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$	$(4,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$	$(7,72 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$
7,25	$(6,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$	$(3,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$	$(4,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$
7,50	$(4,41 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(7 \pm 2) \cdot 10^{-3}$	$(2,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$	$(2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$
7,75	$(2,76 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(4,6 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$	$(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$	$(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$
8,00	$(1,47 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$	$(2,9 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$	$(4,4 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$	$(9 \pm 3) \cdot 10^{-4}$

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abramov A., Chepurnov A., Etenko A., Gromov M., Konstantinov A., Kuznetsov D., Litvinovich E., Lukyanchenko G., Machulin I., Murchenko A., Nemeryuk A., Nugmanov R., Obinyakov B., Oralbaev A., Rastimeshin A., Skorokhvatov M., Sukhotin S., Titov O. iDREAM: Industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin Nuclear Power Plant // J. Instrum. 2022. V. 17. P. 09001.
2. Алексеев И. Г., Белов В. В., Бруданин В. Б., Гузеев Г. Г., Данилов М. В., Егоров В. Г., Житников И. В., Зинатулина Д. Р., Казарцев С. В., Кобякин А. С., Кузнецов А. С., Мачихильян И. В., Медведев Д. В., Нестеров В. М., Ольшевский А. Г., Погорелов Н. А., По-

- номарев Д. В., Розова И. Е., Румянцева Н. С., Русинов В. Ю., Самигуллин Э. И., Свирида Д. Н., Скрובהва Н. А., Старостин А. С., Тарковский Е. И., Философов Д. В., Фомина М. В., Хватов В. А., Чапаев В. М., Шевчик Е. А., Ширченко М. В., Шитов Ю. А. Мониторирование мощности промышленного реактора по счету антинейтрино в детекторе DANSS // ЯФ. 2019. Т. 82, № 5. С. 371–381.
3. Hayes A. C., Vogel P. Reactor Neutrino Spectra // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2016. V. 66. P. 219–244.
  4. Estienne M., Fallot M., Algora A., Briz-Monago J., Bui V. M., Cormon S., Gelletly W., Giot L., Guadilla V., Jordan D., Le Meur L., Porta A., Rice S., Rubio B., Tain J. L., Valencia E., Zakari-Issoufou A. A. Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123, No. 2. P. 022502.
  5. Silaeva S. V., Sinev V. V. The Reactor Antineutrino Spectrum Calculation. arXiv e-Prints. 2021; e-Print: 2012.09917 [nucl-ex].
  6. Hardy J. C., Carraz L. C., Jonson B., Hansen P. G. The Essential Decay of Pandemonium: A Demonstration of Errors in Complex Beta-Decay Schemes // Phys. Lett. B. 1977. V. 71, No. 2. P. 307–310.
  7. Schreckenbach K., Faust H. R., Von Feilitzsch F., Hahn A. A., Hawerkamp K., Vuilleumier J. L. Absolute Measurement of the Beta Spectrum from  $^{235}\text{U}$  Fission as a Basis for Reactor Antineutrino Experiments // Phys. Lett. B. 1985. V. 160. P. 325–330.
  8. Von Feilitzsch F., Hahn A. A., Schreckenbach K. Experimental Beta-Spectra from  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{235}\text{U}$  Thermal Neutron Fission Products and Their Correlated Antineutrino Spectra // Phys. Lett. B. 1982. V. 118. P. 162–166.
  9. Schreckenbach K., Colvin G., Gelletly W., Von Feilitzsch F. Determination of the Antineutrino Spectrum from  $^{235}\text{U}$  Thermal Neutron Fission Products up to 9.5 MeV // Phys. Lett. B. 1985. V. 160. P. 325–330.
  10. Hahn A. A., Schreckenbach K., Gelletly W., Von Feilitzsch F., Colvin G., Krusche B. Antineutrino Spectra from  $^{241}\text{Pu}$  and  $^{239}\text{Pu}$  Thermal Neutron Fission Products // Phys. Lett. B. 1989. V. 218. P. 365–368.
  11. Mampe W., Schreckenbach K., Jeuch P., Maier B. P. K., Braumandl F., Larysz J., Von Egidy T. The Double Focusing Iron-Core Electron-Spectrometer “BILL” for High Resolution ( $n, e^-$ ) Measurements at the High Flux Reactor in Grenoble // Nucl. Instr. Meth. 1978. V. 154, No. 1. P. 127–149.
  12. Vogel P., Schenter G. K., Mann F. M., Schenter R. E. Reactor Antineutrino Spectra and Their Application to Antineutrino-Induced Reactions. II // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 1543–1553.
  13. Haag N., Gütlein A., Hofmann M., Oberauer L., Potzel W., Schreckenbach K., Wagner F. M. Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of  $^{238}\text{U}$  // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112, No. 12. P. 122501.
  14. Vogel P. Conversion of Electron Spectrum Associated with Fission into the Antineutrino Spectrum // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 025504.
  15. Mueller Th. A., Lhuillier D., Fallot M., Letourneau A., Cormon S., Fechner M., Giot L., Lasserre T., Martino J., Mention G., Porta A., Yermia F. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 054615.
  16. Huber P. On the Determination of Antineutrino Spectra from Nuclear Reactors // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 024617.
  17. Mention G., Fechner M., Lasserre Th., Mueller Th. A., Lhuillier D., Cribier M., Letourneau A. The Reactor Antineutrino Anomaly // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 073006.
  18. Серебров А. П., Ивочкин В. Г., Самойлов Р. М., Фомин А. К., Полюшкин А. О., Зиновьев В. Г., Неустроев П. В., Головцов В. Л., Черный А. В., Жеребцов О. М., Чайковский М. Е., Мартемьянов В. П., Тарасенков В. Г., Алешин В. И., Петелин А. Л., Ижму-

- тов А. Л., Тузов А. А., Сазонтов С. А., Громов М. О., Афанасьев В. В., Зайцев М. Е., Герасимов А. А., Рязанов Д. К. Первое наблюдение эффекта осцилляций в эксперименте «Нейтрино-4» по поиску стерильного нейтрино // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109, вып. 4. С. 209–218.
19. Копейкин В. И., Панин Ю. Н., Сабельников А. А. Измерение отношения кумулятивных спектров бета-частиц от продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  для решения задач физики реакторных антинейтрино // ЯФ. 2021. Т. 84, № 1. С. 3–11.
  20. Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O. Reevaluating Reactor Antineutrino Spectra with New Measurements of the Ratio between  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$   $\beta$  Spectra // Phys. Rev. D. 2021. V. 104, No. 7. P. L071301.
  21. Giunti C., Li Y. F., Ternes C. A., Xin Z. Reactor Antineutrino Anomaly in Light of Recent Flux Model Refinements // Phys. Lett. B. 2022. V. 829. P. 137054.
  22. Копейкин В. И., Скорохватов М. Д. Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 142–150.
  23. Littlejohn B. R., Conant A., Dwyer D. A., Erickson A., Gustafson I., Hermanek K. Impact of Fission Neutron Energies on Reactor Antineutrino Spectra // Phys. Rev. D. 2018. V. 97, No. 7. P. 073007.
  24. Wilkinson D. H. Evaluation of Beta-Decay II. Finite Mass and Size Effects // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1990. V. 290, No. 2. P. 509–515.
  25. Elton L. R. B. A Semi-Empirical Formula for the Nuclear Radius // Phys. Atom. Nucl. 1958. V. 5. P. 173–178.
  26. Боровой А. А., Копейкин В. И., Микаэлян Л. А., Толоконников С. В. О связи между спектрами реакторных  $\bar{\nu}_e$  и  $\beta$ -электронов // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 400–402.
  27. Hayes A. C., Friar J. L., Garvey G. T., Jungman G., Jonkmans G. Systematic Uncertainties in the Analysis of the Reactor Neutrino Anomaly // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 202501.
  28. Hayen L., Kostensalo J., Severijns N., Suhonen J. First-Forbidden Transitions in the Reactor Anomaly // Phys. Rev. C. 2019. V. 100, No. 5. P. 054323.
  29. Hayen L., Severijns N., Bodek K., Rozpedzik D., Mougeot X. High Precision Analytical Description of the Allowed  $\beta$  Spectrum Shape // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90, No. 1. P. 015008.
  30. Behrens H., Bühring W. Electron Radial Wave Functions and Nuclear Beta-Decay. Oxford: Clarendon Press, 1982. P. 145–147.
  31. Sirlin A. General Properties of the Electromagnetic Corrections to the Beta Decay of a Physical Nucleon // Phys. Rev. 1967. V. 164. P. 1767–1775.
  32. Sirlin A. Radiative Correction to the  $\bar{\nu}_e(\nu_e)$  Spectrum in  $\beta$  Decay // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 014021.
  33. Wang X. B., Hayes A. C. Weak Magnetism Correction to Allowed  $\beta$  Decay for Reactor Antineutrino Spectra // Phys. Rev. C. 2017. V. 95, No. 6. P. 064313.
  34. Dwyer D. A., Langford T. J. Spectral Structure of Electron Antineutrinos from Nuclear Reactors // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114, No. 1. P. 012502.
  35. Sonzogni A. A., Nino M., McCutchan E. A. Revealing Fine Structure in the Antineutrino Spectra from a Nuclear Reactor // Phys. Rev. C. 2018. V. 98, No. 1. P. 014323.
  36. Haag N., Gelletly W., Von Feilitzsch F., Oberauer L., Potzel W., Schreckenbach K., Sonzogni A. A. Republication of the Data from the BILL Magnetic Spectrometer: The Cumulative  $\beta$  Spectra of the Fission Products of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$ . arXiv e-Prints. 2014; e-Print: 1405.3501 [nucl-ex].