

## ПРОСТОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ПИКА В СПЕКТРЕ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

*В. В. Гилевский\**, *М. М. Соболевский\*\**

*Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны,  
Национальной академии наук Беларуси  
220109, Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 9 декабря 2019 г.,  
после переработки 9 декабря 2019 г.  
Принята к публикации 19 декабря 2019 г.

Анализируются возможные причины отличия экспериментальных результатов от известных теоретических предсказаний, которое часто называют горбом при значении энергии 5 МэВ. Предлагается модификация спектра единичного распада путем удаления его электромагнитной части. Эта модификация демонстрирует при сравнении с предшествующими теоретическими предсказаниями появление горба, что и дает эксперимент.

**DOI:** 10.31857/S0044451020050053

Спектр реакторных антинейтрино был измерен тремя детекторами на АЭС [1–3] и показал отклонение полученного спектра от его предсказанной формы. Эти точные измерения также показали меньший по сравнению с ожидавшимся поток реакторных антинейтрино [4], что также отражает недостаточное понимание спектра.

Изначально мы принимали во внимание две возможные причины: временную зависимость порождающих антинейтрино распадов и форму спектра единичного распада антинейтрино. Временная зависимость оказалась очень гладкой (на временах порядка года) и почти всегда может быть воспроизведена изменением состава топлива (отношение U/Pu в топливе). А вот форма спектра единичного распада оказалась гораздо более интересным объектом.

Рождение позитрон-антинейтринной пары происходит на кварковом уровне, т. е. внутри конститuentных нуклонов. Антинейтрино уходят без всякого взаимодействия с ядерными и электромагнитными полями, т. е. их первоначальное распределение по энергии не может измениться. Позитрон по пути выхода из ядра и атома взаимодействует с электромагнитными полями ядра (что учитывается функ-

цией формы ядра, shape function) и атома как целого (это учитывается множителем, часто называемым функцией Ферми). Таким образом, спектр единичного распада для позитрона записывают следующим образом:

$$\rho(E_e, Q) = \mathcal{K}(Q - E_e)^2 E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2} F(Z, E_e), \quad (1)$$

где  $\mathcal{K}$  — нормировочный коэффициент,  $Q$  — высвобождающаяся энергия, которая вычисляется как разность масс начального и конечного ядер, энергия позитрона лежит в интервале  $m_e < E_e < Q$ , множитель  $F(Z, E_e)$  — функция Ферми. Эта функция Ферми была получена из решения для фотоэлектронного эффекта водородоподобного атома и записывается обычно как

$$F(Z, E_e) = 2(1 + d)(2p_e R)^{2(d-1)} e^{\pi\eta} \frac{|\Gamma(d + i\eta)|^2}{|\Gamma(2d + 1)|^2},$$

где  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $d^2 = [1 - (\alpha Z)^2]$ , и является константой для каждого распада,  $p_e$  и  $E_e$  представляют импульс и энергию позитрона,  $\eta = \alpha Z E_e / p_e$  — является удобной энергетической переменной,  $R = r_0 A^{1/3}$  обозначает радиус ядра с атомной массой  $A$  и электрическим зарядом  $Z$  ( $r_0 = 1.23$  Фм). Присутствие в формуле ядерных параметров указывает на электромагнитную (ядерную и атомную) природу этой функции. Для учета более сложной (не водородоподобной) электромагнитной структуры ядра и атома и получения более точных результатов вычислений часто включа-

\* E-mail: Valentin.Gilevsky@gmail.com, gilevsky@sosny.basnet.by

\*\* E-mail: makssobolevs@gmail.com

ют дополнительную функцию в качестве множителя — так называемую силовую функцию или функцию формы, зависящую от индивидуального ядра и перехода.

Каждый бета-распад характеризуется полной выделившейся энергией  $Q$  (которая обычно вычисляется как разность масс родительского и дочернего ядер) и коэффициентом вероятности распада  $\lambda_{if}$ . Функция Ферми используется здесь, чтобы учесть дополнительную энергию позитрона (или уменьшение энергии для электрона), получаемую от кулоновского потенциала ядра, так как лептон рождается внутри ядра, а измеряется его энергия на большом расстоянии от ядра. Эта поправка была внесена самим Ферми в его оригинальной работе [5]. Однако в случае нейтрино спектр единичного распада не изменяется в результате электромагнитного взаимодействия из-за его нулевого заряда и отсутствия сильного взаимодействия. Таким образом, необходимо использовать следующий спектр единичного распада:

$$\rho_{1\nu}(E_\nu, Q) = \mathcal{K} E_\nu^2 (Q - E_\nu) \sqrt{(Q - E_\nu)^2 - m_e^2}, \quad (2)$$

где используется нормировка

$$\int dE_\nu \rho_1(E_\nu, Q) = 1,$$

т. е. получаем одно нейтрино произвольной энергии.

Все предыдущие работы использовали для нейтрино тот же спектр единичного распада (1), что и для электрона. Использовался аргумент, что электрон и нейтрино должны быть равноправны, но это верно только в месте рождения и становится неверным после взаимодействия электрона с ядерными и атомными полями (и без взаимодействия в случае нейтрино). Нами предлагается использовать формулу (2) для спектра одиночного распада нейтрино.

Для вычислений использовалась созданная нами программа, доступная по интернету [6, 7]. Эта программа берет необходимые ядерные данные (вероятности рождения конкретного ядра при делении, каналы распада и константы распада,  $Q$ ) из находящихся в постоянном доступе баз данных [8–10]. Полученные результаты оказались в согласии с предыдущими вычислениями. Как пример, на рис. 1 показаны результаты для  $^{235}\text{U}$ , которые практически совпадают с ранними вычислениями [11–13].

Однако различия становятся существенно другими после свертки с сечением обратного бета-распада, используемого для детектирования (см. рис. 2). Мы использовали формулы для сечения детектиро-

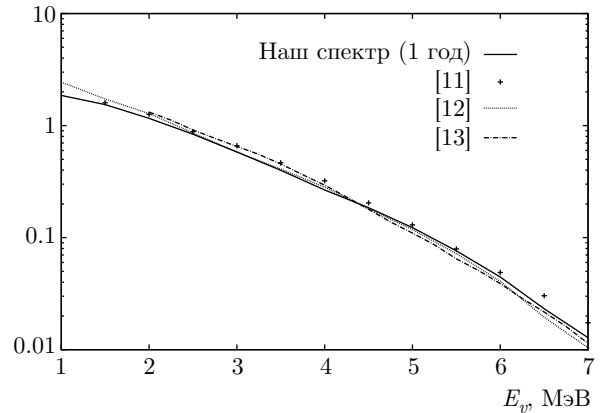


Рис. 1. Сравнение спектра  $^{235}\text{U}$  с результатами других авторов

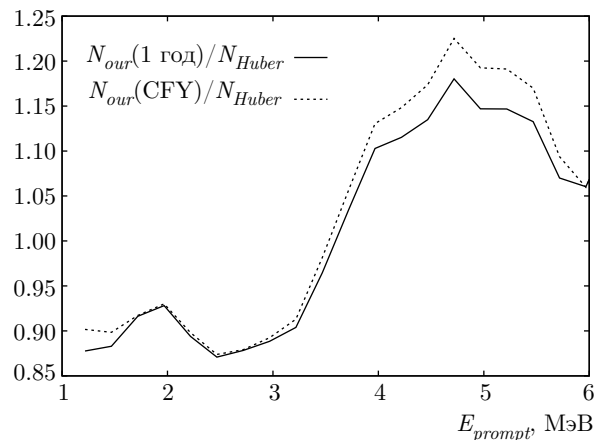


Рис. 2. Демонстрация пика в сравнении наших вычислений и предсказаний Хубера (Huber) для  $^{235}\text{U}$

вания из [12]:  $\sigma_{tot}^{(0)} = 9.22 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2 (E_e^2 \beta_e / 1 \text{ МэВ}^2)$ , где  $E_e = E_\nu - \Delta$  и  $\Delta = m_n - m_p = 1.293 \text{ МэВ}$ .

На рис. 2 хорошо видно, что отношение (величина  $N_{our}/N_{Huber}$ ) имеет такое же поведение как экспериментальные данные, т. е. демонстрируют пик при значении измеряемой энергии 5 МэВ. Подобный пик (выпуклость) можно видеть в данных за один год работы реактора и для стационарного случая (теоретически при бесконечной работе реактора — CFY). Время работы реактора слегка изменяет величину пика.

Приведенная картинка позволяет нам предложить простое объяснение пика в спектре реакторных антинейтрино. Сравнение с экспериментальными данными напрямую является более сложной задачей и требует знания деталей обработки экспериментальных данных от нескольких реакторов с разной историей перезагрузок (изотопный состав топлива, отношение Pu/U в каждом реакторе).

Тем не менее мы надеемся, что предложенный подход может решить не только проблему пика в спектре, но и так называемую аномалию реакторных нейтрино, связанную с уменьшением общего потока антинейтрино по сравнению с предсказанной величиной [4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration), *Chinese Phys. C* **41**(1), 13002 (2017).
2. S. H. Seo et al. (RENO Collaboration), *Phys. Rev. D* **98**, 012002 (2018).
3. Y. Abe et al. (Double Chooz Collaboration), *J. High Energy Phys.* **10**, 086 (2014).
4. G. Mention et al., *Phys. Rev. D* **83**, 073006 (2011).
5. E. Fermi, *Z. Physik* **88**, 161 (1934).
6. The source code is available on: [https://github.com/makssobolevs/neutrino\\_spectra.git](https://github.com/makssobolevs/neutrino_spectra.git).
7. V. V. Gilevsky et al., *Nonlinear Dynamics and Applications* **23**, 64 (2017).
8. K. Shibata et al., *Nucl. Sci. Technol.* **12**, 1 (2011).
9. ENSDF: Evaluated Nuclear Structure Data File Search and Retrieval — Access on: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
10. J. Katakura, *JENDL Decay Data File 2015 (JAEA-Data/Code 2015)*.
11. A. A. Borovoy et al., *J. Nuclear Phys.* **25**, 264 (1977).
12. P. Vogel et al., *Phys. Rev. C* **24**, 1543 (1981).
13. P. Huber, *Phys. Rev. C* **84**, 024617 (2011).