

## БЕЗНЕЙТРИННЫЙ ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД И НЕСТАНДАРТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО

*Ф. Шимковиц*<sup>1,2,3</sup>, *М. И. Криворученко*<sup>3,4,5,\*</sup>, *С. Коваленко*<sup>3,6</sup>

<sup>1</sup> Университет им. Я. А. Коменского, Братислава

<sup>2</sup> Чешский технический университет в Праге, Прага

<sup>3</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>4</sup> Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова, Москва

<sup>5</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Долгопрудный, Россия

<sup>6</sup> Технический университет Федерико Санта-Мария,  
Научно-технический центр де Вальпараисо, Вальпараисо, Чили

В ядерной среде возможно усиление экзотического скалярного взаимодействия лептонов и кварков, нарушающего сохранение полного лептонного числа. Эффект приводит к различным массам нейтрино, измеряемым экспериментально, с одной стороны, в  $0\nu\beta\beta$ -распаде и, с другой стороны, в  $\beta$ -распаде трития и космологии.

In the nuclear environment, the exotic scalar interaction of leptons and quarks, which violates the conservation of the total lepton number, can be strengthened. The effect can lead to the variance of neutrino masses measured experimentally, on the one hand, in the  $0\nu\beta\beta$  decay, and on the other hand, in the  $\beta$  decay of tritium and from cosmology.

PACS: 23.40.Bw

### ВВЕДЕНИЕ

Наиболее чувствительным процессом для измерения майорановской массы нейтрино является безнейтринный двойной бета-распад ( $0\nu\beta\beta$ ):

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-, \quad (1)$$

в котором ядро испускает два электрона.

---

\*E-mail: [mikhail.krivoruchenko@itep.ru](mailto:mikhail.krivoruchenko@itep.ru)

Распад  $0\nu\beta\beta$  экспериментально не наблюдался. Основная задача, которая ставится в поисках  $0\nu\beta\beta$ -распада, — обнаружение и оценка эффективной майорановской массы электронного нейтрино  $m_{\beta\beta}$ . Обратное время жизни ядра относительно  $0\nu\beta\beta$ -распада записывается в виде (см., например, обзор [1])

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = m_{\beta\beta}^2 g_A^4 |M^{0\nu}|^2 G^{0\nu}(E_0, Z). \quad (2)$$

Здесь  $G^{0\nu}(E_0, Z)$  — известный фазовый фактор ( $E_0$  — высвобождаемая энергия);  $M^{0\nu}$  — ядерный матричный элемент;  $g_A$  — аксиальная константа связи.

### ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА НЕЙТРИНО В ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ

Данные по нейтринным осцилляциям указывают на существование трех диагональных нейтрино  $\nu_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), которые соответствуют трем сортам нейтрино  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau). \quad (3)$$

Матрица смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакагаты,  $U_{\alpha j}$ , определяется шестью параметрами: тремя лептонными углами  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ , CP-нарушающей дираковской фазой  $\delta$  и двумя CP-нарушающими майорановскими фазами  $\alpha_1, \alpha_2$ .

В экспериментах по нейтринным осцилляциям измеряется разность квадратов масс диагональных нейтрино  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ . Возможны два сценария: а) *нормальный спектр (NS)*:  $m_1 < m_2 < m_3$  и б) *обратный спектр (IS)*:  $m_3 < m_1 < m_2$ .

Общий масштаб масс нейтрино исследуется в трех основных процессах.

1. Бета-распад трития чувствителен к *эффективной массе электронного нейтрино*

$$m_\beta = \left[ \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2 \right]^{1/2} = [c_{13}^2 c_{12}^2 m_1^2 + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2]^{1/2}. \quad (4)$$

Из экспериментов в Майнце и Троицке следует, что  $m_\beta < 2,1$  эВ. Эксперимент KATRIN нацелен на достижение чувствительности  $m_\beta \sim 0,2$  эВ [1].

2. Другой наблюдаемой является *эффективная майорановская масса электронного нейтрино*

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{k=1}^3 U_{ek}^2 m_k \right| = |c_{13}^2 c_{12}^2 m_1 e^{i\alpha_1} + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2 e^{i\alpha_2} + s_{13}^2 m_3|, \quad (5)$$

которая входит в уравнение (2) и определяет время полураспада  $0\nu\beta\beta$ . Эксперименты по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада дают ограничение  $|m_{\beta\beta}| \leq 0,2-0,3$  эВ [1].

В будущих экспериментах планируется достичь чувствительности в несколько миллиэлектронвольт.

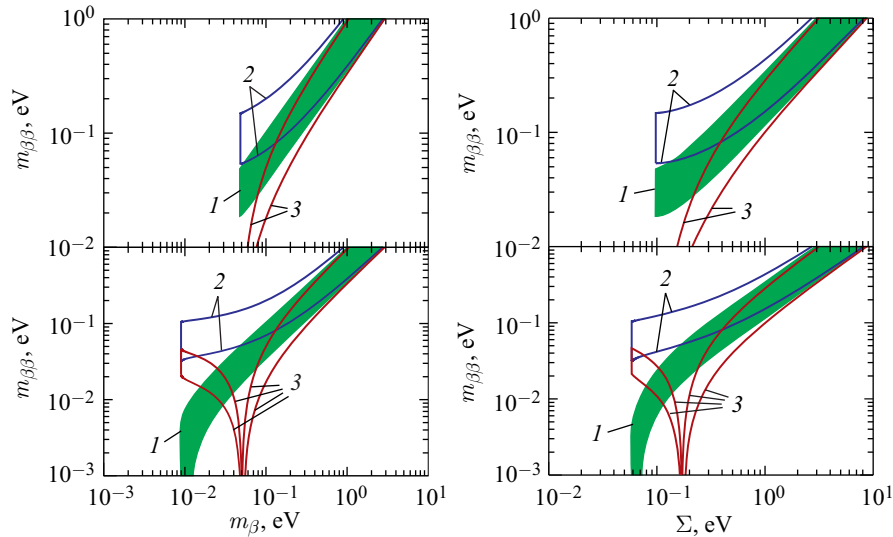
3. Третьей наблюдаемой является *космологическая сумма масс*  $\Sigma = m_1 + m_2 + m_3$ , которая представляет собой сумму диагональных масс трех активных нейтрино. Космологические данные дают предел  $\Sigma \lesssim 0,18$  эВ [1].

Недавно было отмечено, что значения массы нейтрино в ядерной среде могут заметно отличаться от своих значений в вакуумной среде при условии существования скалярного взаимодействия лептонов и кварков за рамками Стандартной модели. Влияние ядерной среды на эффективную массовую матрицу нейтрино и, соответственно, скорость  $0\nu\beta\beta$ -распада исследовалось в приближении среднего поля [2].

Эффективный лагранжиан взаимодействия с минимальной размерностью, нарушающий сохранение полного лептонного числа, записывается в виде

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{\Lambda_{\text{LNV}}^2} \sum_{i,j,q} (g_{ij}^q \bar{q}q \bar{\nu}_{Li}^c \nu_{Lj} + \text{h. c.}). \quad (6)$$

Здесь поля  $\nu_{Li}$  относятся к левым диагональным майорановским нейтрино в вакууме,  $g_{ij}^q$  — их безразмерные константы связи со скалярным кварковым током  $\bar{q}q$ .



(Цветной в электронной версии.) Допустимый диапазон значений эффективной майорановской массы электронного нейтрино  $m_{\beta\beta}$  как функция эффективной массы электронного нейтрино  $m_{\beta}$  (слева) и как функция космологической суммы масс  $\Sigma$  (справа). Верхние и нижние графики соответствуют обратному (IS) и нормальному (NS) спектрам. Зеленым (1), синим (2) и красным (3) цветом обозначены области, соответствующие значениям  $\langle \bar{q}q \rangle g = 0$  (вакуум), 0,1 и  $-0,05$  эВ (ядро)

Наиболее просто результаты формулируются для универсальной связи  $2g_{ij}^q/\Lambda_{\text{LNV}}^2 = \delta_{ij}g$ . В ядерной среде эффективная майорановская масса в этом случае равна

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 (U_{ei})^2 \xi_i |m_i - \langle \bar{q}q \rangle g| \right|. \quad (7)$$

Фазовые множители  $\xi_i$  можно найти в работе [2].

С учетом указанных предположений величина  $m_{\beta\beta}$  в ядерной среде приобретает зависимость от нового, неизвестного параметра  $g$ . На рисунке величина  $m_{\beta\beta}$  представлена как функция непосредственно наблюдаемых параметров —  $m_\beta$  и  $\Sigma$ . Неизвестные фазы в уравнении (7) варьируются в интервале  $[0, 2\pi]$ . Экспериментальные значения углов смешивания и разности квадратов масс нейтрино в вакууме взяты из работы [3]. Мы видим, что в ядерной среде ( $g \neq 0$ ) допустимые значения  $m_{\beta\beta}$  существенно отличаются от вакуумных значений ( $g = 0$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, если постепенно улучшающиеся ограничения на  $m_\beta$  и  $\Sigma$  для вакуумного значения  $m_{\beta\beta}$  войдут в противоречие с положительным результатом поисков  $0\nu\beta\beta$ -распада, обращение к новой физике станет неизбежным. Модификация эффективной майорановской массы нейтрино в результате коллективного взаимодействия с нуклонами ядра является одним из возможных механизмов, способных привести к такому противоречию.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vergados J. D., Ejiri H., Šimkovic F. // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 71. P. 106301.
2. Kovalenko S., Krivoruchenko M. I., Šimkovic F. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 142503.
3. Capozzi F. et al. // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 093018.